Physik

Über die Fehlergrenzen der interferometrischen Wellenlängenmessungen nach der Methode von Fabry-Perot mit besonderer Berücksichtigung des ultravioletten Spektralgebietes

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der Philosophischen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn

Von

PAUL TENBIEG

aus Wesel

Berlin 1937

Druck: Doktordruck — Graphisches Institut Paul Funk,
Berlin SW 68, Friedrichstr. 231.

Berichterstatter:
Professor Dr. H. Konen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen lieben Eltern
aus Dankbarkeit

Inhaltsübersicht

Seite

Einleitung und Grundgedanke 5

Die Primärnormale im allgemeinen und die rote Kadmiumlinie in bezug auf Schärfe, Konstanz und maximale Einstellungsgenauigkeit ihrer Interferenzstreifen 7

Die Sekundärnormale nach historischen, praktischen und grundsätzlichen Gesichtspunkten 15

Die ausgemessenen Linien und die benutzten Apparaturen 16

Die Lichtquellen zur Normalenbestimmung 38

1. Eisen 38

2. Neon 40

Die Interferenzapparatur 42

Das Interferometer 42

Linsen, Spiegel und Spalt 42

Prismenspektrograph 45

Gitterspektrograph 47

Berechnungsmethoden 49

Phasensprung 50

Luftdruck und Dispersion der Luft 51

Folgerungen 52

Literaturverzeichnis 54

Einleitung und Grundgedanke.

Der Erfolg der interferometrischen Messungen des Meters und die nicht minder großen Erfolge bei dem Anschluß sekundärer Wellenlängen an die rote Kadmiumlinie machen es verständlich, daß die Methode von Fabry, Perot und Buisson die sonstigen Verfahren zur Ermittlung relativer Wellenlängen verdrängt hat. Die in verschiedenen internationalen Kommissionssitzungen (74, 75, 76, 77)*) ausgewählten Sekundärnormalen gehören daher ausschließlich zur Gruppe dieser interferometrischen Messungen. Auch die Vorschläge für Verbesserungen bzw. Ergänzungen setzen ausdrücklich und ausschließlich voraus, daß grundsätzlich die Fabry-Perotsche Methode benutzt werde. Daher ist es begreiflich, daß sogar die Meinung ausgesprochen werden konnte, daß die auf die genannte Weise bestimmten Normalen prinzipiell auf andere Weise gemessenen, insbesondere denen mit dem Gitter bestimmten Normalen an Genauigkeit überlegen seien (74, 75, 76, 77). Diese Ansicht bedarf jedoch einer Nachprüfung, denn es zeigt sich zunächst, daß die Übereinstimmung der von verschiedenen Beobachtern gemessenen Wellenlängen keineswegs eine so große ist, wie man nach der von jedem einzelnen Beobachter ermittelten Genauigkeit erwarten sollte. So begann ein begreifliches Suchen nach Fehlerquellen verschiedenster Art, was wiederum dazu führte, daß ein immer detaillierteres System von Regeln, angefangen von der Auswahl der Lichtquellen bis zur Methode der photographischen Aufnahmen, aufgestellt wurde.

Zweitens zeigt es sich, daß der Anschluß an die Primärnormale zum mindesten bei linienreichen Spektren sehr mühevoll ist und bei in der photographischen Wirksamkeit weit auseinanderliegenden Spektralbereichen eine Reihe Vorsichtsmaßregeln erfordert.

Drittens erwies es sich, daß es erst nach jahrelangen, fehlgeschlagenen Bemühungen gelang, und auch dann nur mit einer verminderten Genauigkeit, unterhalb 3000 Å vorzudringen (4, 5, 6, 29, 37, 39, 40, 43, 44, 54, 60, 63, 78, 79).

Während diese Versuche noch dauerten, nahm die Erforschung des Baues der Linienspektra, auf die sich zunächst, abgesehen von

*) Die eingeklammerten Zahlen verweisen auf das Literaturverzeichnis.

vereinzelten anderweitigen Vorschlägen, die hier in Frage stehenden sekundären Messungen bezogen, mit größter Schnelligkeit zu. Die Kenntnis der Multipletts und eines systematischen, theoretisch wohl begründeten, fast alle Elemente umfassenden Termsystems ermöglichte es, eine Art theoretische Kontrolle der Messungen auszuführen und Wellenlängen in den Bereichen vorauszuberechnen, in denen es bisher an vereinbarten und durch gewogene Mittelung bestimmten Bezugsnormalen fehlte (76). Man hätte sogar auf den Gedanken kommen können, unter Zugrundelegung einer geeigneten und in gewissen Teilen des Spektrums experimentell ermittelten Genauigkeit des Multiplettsystems eine über den gesamten hier in Rede stehenden Wellenlängenbereich hin sich erstreckende Reihe von Normalen vorauszuberechnen. Die Genauigkeit dieser berechneten Normalen würde durch den inneren Ausgleich der zugrunde gelegten Terme erhöht und bestimmt werden können, so daß die gesamte erreichte Genauigkeit eben die Genauigkeit der zugrunde gelegten Terme und damit einer kleinen Anzahl mit höchster Genauigkeit bestimmter, ausgewählter Linien sein würde. Der hier erörterte Gedanke ist zwar zu wiederholten Malen ausgesprochen, allein nie mit Konsequenz durchgeführt worden. Es erscheint lohnend, einmal den Versuch zu machen, was dabei herauskommt, und dann das Resultat mit dem vorliegenden, experimentell bestimmten Material zu vergleichen. Man sehe auch weiter unten.

Ehe dies geschehen kann, scheint es jedoch erforderlich, ein genaues Studium der Fehlerquellen der interferometrischen Methode an sich vorauszuschicken. Hierfür sprechen zwei Erwägungen. Zunächst wird man sich grundsätzlich nicht darauf beschränken können, sozusagen theoretische Wellenlängen an die Stelle von M e s s u n g e n zu setzen, so wenig man dies in anderen Fällen tut, wie zum Beispiel bei Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit, bei der Rydbergschen Konstanten, der Zeemanaufspaltung und anderen fundamentalen spektroskopischen Größen. Sodann ist es auffällig, daß die Genauigkeit der Methode der Interferenzmessung nach dem hier in erster Stelle in Frage kommenden Verfahren so stark im ultravioletten Teil des Spektrums nachläßt. Die Schwierigkeiten, die hier bestehen, sind von einer Reihe von Beobachtern geschildert worden (29, 38, 54, 78, 79). Ich selbst habe sie bei ausgedehnten und über längere Zeit erstreckten Messungen erprobt, worauf ich später zurückkommen werde. Darum erscheint es notwendig, systematisch unter Heranziehung der im Bonner Institut und anderwärts, sowie von den Referenten der Solar-Union (jetzt International Astronomical Union) angegebenen und kritisch erörterten Umstände einmal zu prüfen, welche Ursachen auf den zuletzt ermittelten Wert der Wellenlängen überhaupt einwirken und welchen zahlenmäßigen Ein-

fluß am Ende jeder Faktor, angefangen von der natürlichen Breite der Linien bis zur mechanischen Ermittlung der Wellenlänge aus den Messungen der Interferenzringe auf den Zahlenwert des Endresultates hat. Ich verfahre daher so, daß ich zunächst die Bedingungen erörtere, die durch die Wahl und durch die Messung der Primärnormalen gegeben sind. Hieran schließt sich zweitens eine Diskussion der Eigenschaften und Brauchbarkeit der zu sekundären Messungen benutzten Linienspektren und der für die Lichtquelle aufzustellenden Bedingungen an. An dritter Stelle folgt eine kritische Erörterung über die benutzten optischen Instrumente und die verschiedenen vorgeschlagenen oder wirklich angewendeten Versuchsanordnungen. An vierter Stelle folgt eine Kritik der Aufnahmeverfahren und der Messung der Interferenzringe. An fünfter Stelle folgt die Erörterung der zur Berechnung der Wellenlängen benutzten Rechenmethoden und der Versuch der Bestimmung der Gesamtfehler aller Einzelfaktoren.

Ich füge noch hinzu, daß die gesamte Diskussion sich in erster Linie auf den ultravioletten Teil unterhalb 3100 Å bezieht und also für die Apparatur die Benutzung ultraviolett durchsichtiger Materialien etc. als notwendig voraussetzt. Insofern bereits eine ähnliche Diskussion vorliegt, wird im Text darauf eingegangen werden.

Die Primärnormale.

An dieser Stelle soll nur ganz kurz von den Erwägungen die Rede sein, die dazu geführt haben, nur e i n e Linie als Ausgangspunkt für die interferometrisch weiter anzuschließenden Linien zu wählen, d. h. also eine Wellenlänge an das Meter anzuschließen (Primärnormale), und daraufhin unter Benutzung der Fabry-Perotschen Methode weitere Linien (Sekundärnormalen) auf jene erstere zu beziehen. Entscheidend sind schließlich zwei Gesichtspunkte gewesen. Einmal der von Hartmann erwähnte, daß nämlich zu den Erfordernissen für ein brauchbares Normalensystem in erster Linie Homogenität gehört. Für fast alle Anwendungen von Wellenlängenmessungen ist der genaue Anschluß an das Meter ohne Bedeutung, da es in der Regel nur auf Verhältniszahlen oder Termdifferenzen ankommt. In all diesen Fällen spielt also die Frage gar keine Rolle, wie genau sich der Anschluß einer Linie an das Meter ausführen läßt oder ausgeführt ist. Von diesem Standpunkt aus war der Übergang vom Rowlandschen System zum jetzigen internationalen vielleicht überflüssig. An zweiter Stelle ist zu sagen, daß tatsächlich ein bestimmter Wert für die Kadmiumlinie $\lambda = 6438$ Å adoptiert worden ist, und daß seitdem eine ungeheure Zahl von Bestimmungen relativ zu dieser Zahl ausgeführt worden ist. Man würde daher keinesfalls

eine Änderung in der Gesamtheit der jetzt vorliegenden Wellenlängen vornehmen auch dann nicht, wenn etwa durch Wahl einer an sich durch Schärfe der Kadmiumlinie überlegenen Linie, etwa einer Kryptonlinie oder durch eine verbesserte Methode des Anschlusses an das Meter, sich ein von dem jetzt adoptierten Wert verschiedener herausstellen sollte (77). Was im Rahmen der hier zur Erörterung stehenden Frage interessiert, ist daher nicht die Frage, ob sich eine bessere Ausmessung des Meters in Wellenlängen machen läßt, sondern allein die Frage, ob in der Beschaffenheit der Kadmiumlinie selbst und in den Methoden zu ihrer Herstellung sich Unsicherheitsmomente finden, die auf die Ermittlung von sekundären Wellenlängen einen gegenüber den übrigen Fehlerquellen in Betracht kommenden Einfluß ausüben können. Nun macht die relativ gute Übereinstimmung der vorliegenden Messungen, durch die die rote Kadmiumlinie an das Meter angeschlossen ist, es von vornherein nicht sehr wahrscheinlich, daß ein beträchtliches Maß von Unsicherheit in der Ausmessung der Interferenzstreifen in der Linie 6438 bezw. in dem Anschluß dieser Linie an das Meter steckt. Durch die Gittermessungen im Bereiche der Röntgenstrahlen ist in steigendem Maße ein Anschluß der Linien der Röntgenspektren an die rote Kadmiumlinie und damit an das Meter erfolgt. Dieses wird damit an die Konstanten der Kristallgitter und somit an eine andere Gruppe von Naturkonstanten angeschlossen. Insofern ist der für die rote Kadmiumlinie gewählte Wert nicht gleichgültig. Da jedoch die Beziehung der Wellenlängen zu den Kristallgitterkonstanten wesentlich ungenauer ist als die Beziehung zur Wellenlänge der Kadmiumlinie, so spielt dieser Gesichtspunkt hier keine Rolle.

Bei dem komplizierten Verfahren, das zur Messung notwendig ist, ist nicht ohne weiteres anzugeben, welchen Anteil an den Schwankungen der einzelnen Werte die von der Seite der Interferenzfransen herkommende Unsicherheit bedingt. Ich konstatiere zunächst, daß es nicht wahrscheinlich ist, daß Einstellungen auf Interferenzstreifen der in Rede stehenden Linie eine größere Genauigkeit ergeben können als höchstens eine Einheit der vierten Stelle. Wahrscheinlich liegt diese Ungenauigkeit wesentlich höher. Es wäre jedoch denkbar, daß ein Anschluß von Linien unter sich mit größerer Genauigkeit durchführbar wäre, als die schwierige und sehr verschiedenartige Fehlerquellen einschließende Messung zum Meter. Ich diskutiere daher die drei folgenden Punkte: a) die Frage der Schärfe der roten Kadmiumlinie, b) die Frage der Reproduzierbarkeit, c) die Frage nach der maximalen Einstellungsgenauigkeit der hier in Frage kommenden Interferenzstreifen.

Zu a). Die Frage der Schärfe der Linie läuft praktisch heraus auf die Bestimmung der Interferenzfähigkeit. In unserem Falle heißt das: die Frage bis zu welchen Ordnungszahlen man gehen kann, was

wiederum bedeutet, mit welchen Etalonabständen gearbeitet werden kann. Nun unterliegt es keinem Zweifel, daß, obwohl seinerzeit Michelson die Linie Cd 6438 nach mannigfachen Versuchen gerade von diesem Gesichtspunkt aus ausgewählt hat, inzwischen andere Linien gefunden worden sind, die wesentlich schärfer sind. So ist von Kösters, Weber, Lampe (80, 81), Humphreys (82), Meggers (52), Jackson (41) u. a. die Kryptonlinie $\lambda = 5649, 5924$ Å nach vielen Versuchen gefunden worden. Die Anwendung niedrigen Druckes, Abkühlung auf tiefe Temperatur und anderer Hilfsmittel gestatten die Interferenzfähigkeit und damit die Gangunterschiede bzw. die Ordnungszahlen erheblich zu vergrößern. Allein die für die Gewinnung von Sekundärnormalen in Frage kommende und hier allein zur Diskussion stehende Methode erlaubt es nicht, diese Interferenzfähigkeit auszunützen. Vielmehr setzen die zur Verfügung stehenden Materialien der Vergrößerung der Apparatur eine bestimmte Grenze. Mit der Vergrößerung des Etalonintervalls nimmt der Durchmesser der Ringe ab und damit die Genauigkeit ihrer Messung. Nimmt man z. B. Etalonplatten von 20 mm Durchmesser, setzt gleiche mittlere Versilberung und im übrigen gleiche Umstände voraus, nimmt man ferner an, daß die Spektrallinie, in der die Interferenzringe abgebildet werden, die gleiche Länge haben wie der Spalt, auf den die Interferenzringe abgebildet werden und endlich, daß die Abbildung fehlerfrei sei, so ergeben sich von der Mitte der Linie ausgerechnet die folgenden Abstände, jedesmal gemessen von der Mitte der Linie bis zum Maximum des durch die Linie gebildeten Ausschnittes aus den Interferenzringen, wobei die Entfernungen der Einfachheit halber von der Mitte an beginnend von 0 aufwärts numeriert sind (Tabelle 1).

Ein Blick auf die vorstehenden Tabellen zeigt, wie hohe Anforderungen an die Ausmessung der Ringdurchmesser selbst im Idealfalle gestellt werden, wenn der Fehler der ermittelten Wellenlänge 1—2 Einheiten der vierten Dezimale betragen soll. Es fragt sich, ob diese Genauigkeit mit Rücksicht auf die Beschaffenheit der Interferenzringe möglich erscheint.

Die Schärfe der Interferenzstreifen hängt ab 1. von der Definition der Linie selbst, 2. von der optischen Beschaffenheit der Interferenzplatten und der halb reflektierenden Schichten und 3. von der Freiheit von Astigmatismus im Spektralapparat und sonstigen Fehlern. Es sei angenommen, daß kein Astigmatismus da sei, daß die reflektierenden Schichten vollkommen seien und daß auch sonst keine optischen Fehler vorhanden seien. Die bekannte Formel für die Haidingerschen Ringe ergibt dann einen Intensitätsverlauf, der durch den Bruch $I = \frac{\Theta^2}{(1-r)^2} \frac{1}{1 + \frac{4r}{(1-r)^2} \sin \frac{2\psi}{2}}$ dargestellt ist. Hieraus folgt z. B. eine Halbbreite der Linie von 0,08 mm für den 3. Ring eines

Tabelle 1.

Interferenzringhalbmesser bei 4000 Å und F 250 mm.

Etalon	1 mm		5 mm		10 mm		20 mm		40 mm	
Ring		Δ		Δ		Δ		Δ		Δ
0	0		0		0		0		0	
		2,07		0,93		0,66		0,46		0,33
1	5,00		2,24		1,58		1,12		0,79	
		1,59		0,71		0,50		0,36		0,25
2	7,07		3,16		2,24		1,58		1,12	
		1,34		0,60		0,42		0,30		0,22
3	8,66		3,87		2,74		1,94		1,37	
		1,19		0,53		0,37		0,27		0,19
4	10,01		4,47		3,16		2,24		1,58	
		1,07		0,48		0,34		0,24		0,17
5	11,19		5,00		3,54		2,50		1,77	
		0,98		0,44		0,31		0,22		0,15
6	12,26		5,48		3,87		2,74		1,94	
		0,92		0,41		0,29		0,20		0,14
7	13,24		5,92		4,18		2,96		2,09	
		0,86		0,38		0,27		0,19		0,14
8	14,16		6,33		4,47		3,16		2,23	
		0,81		0,36		0,26		0,18		0,13
9	15,02		6,71		4,74		3,35		2,37	
10	15,83		7,07		5,00		3,54		2,50	

Die seitlichen Zahlen unter Δ geben die Abstände der einzelnen Ringe an.

Tabelle 2.

Fehler in der Ausmessung des Ringhalbmessers, der $\pm$ 0,0002 Å bedingt.

Etalon	1 mm	5 mm	10 mm	20 mm	40 mm
Ring					
1	0,00057	0,00130	0,00230	0,00280	0,0032
2	0,00042	0,00080	0,00130	0,0023	0,0028
3	0,00034	0,00072	0,0011	0,0014	0,0025
4	0,00028	0,00063	0,00093	0,0013	0,0023
5	0,00026	0,00057	0,00083	0,0012	0,0021
6	0,00024	0,00052	0,00072	0,0011	0,0019
7	0,00022	0,00048	0,00067	0,00096	0,0014
8	0,0002	0,00044	0,00063	0,00093	0,0013
9	0,00019	0,00042	0,00061	0,00088	0,0013
10	0,00018	0,00041	0,00057	0,00083	0,0012

Tabelle 3.

Änderung des Ringhalbmessers für $\lambda = \pm 0{,}001$ Å.

Etalon	1 mm	5 mm	10 mm	20 mm	40 mm
Ring					
1	0,0029	0,007	0,010	0,0135	0,0135
2	0,0021	0,0065	0,007	0,0095	0,012
3	0,0017	0,004	0,0055	0,0078	0,011
4	0,0016	0,0032	0,0048	0,0068	0,0095
5	0,0015	0,003	0,0042	0,0060	0,0085
6	0,0013	0,0027	0,004	0,0055	0,0078
7	0,0011	0,0025	0,0036	0,0052	0,0072
8	0,0009	0,0023	0,0033	0,0048	0,0065
9	0,0007	0,0022	0,0032	0,0045	0,0063
10	0,0005	0,0020	0,0030	0,0042	0,0060

Tabelle 4.

Änderung des Ringhalbmessers für einen Fehler der Ordnungszahl $\Delta n = \pm 0{,}05$.

Etalon	1 mm	5 mm	10 mm	20 mm	40 mm
Ring					
1	0,113	0,057	0,042	0,027	0,0166
2	0,0892	0,040	0,030	0,019	0,0135
3	0,072	0,033	0,027	0,016	0,012
4	0,063	0,028	0,024	0,015	0,011
5	0,056	0,026	0,021	0,014	0,0095
6	0,051	0,024	0,019	0,012	0,0089
7	0,048	0,023	0,017	0,011	0,0083
8	0,044	0,022	0,015	0,010	0,0076
9	0,042	0,021	0,014	0,009	0,0073
10	0,039	0,020	0,013	0,008	0,0070

Nimmt man einen Fehler beim Etalonabstande von ± 0,05 mm an, so reduzieren sich diese Zahlen auf ungefähr die Hälfte.

5 mm Etalons, wenn F = 250 mm und r = 0,6 mm angenommen ist, wobei der Abstand zweier Maxima (vom 3. und 4. Ring) 0,6 mm beträgt. Bedenkt man, daß die Schwärzung auf der Platte unsymmetrisch ist, daß, je näher man dem Ring 0 kommt, die Schwärzung gleichförmiger wird und ferner, daß der Ring eine bedeutend größere Breite als das Fadenkreuz des Komparators hat, so ist es nicht übertrieben, zu behaupten, daß man nicht mehr als 1/50 der Halbbreite genau bestimmen kann. Hierbei ist überdies der Idealfall sowohl in bezug auf die Spektrallinie wie auf die Apparatur vorausgesetzt. Man könnte also in diesem Fall den Interferenzring auf bestenfalls 16/10 000 mm genau messen, eine Zahl, die schon tiefer liegt als die praktische Erfahrung, die eine Einstellungsgenauigkeit von etwa 5/1000 bis zu 1/100 mm ergibt. Übertragen auf ein 40-mm-Etalon und bei Verwendung des 3. Ringes ergibt dies eine Einstellungsungenauigkeit von 0,00096 mm. Setzt man diese voraus, so würde man tatsächlich eine Genauigkeit von 5/100 000 Å erreichen im günstigsten Fall. Legt man die praktische Erfahrung zugrunde, nach der, wie bereits erwähnt, Interferenzringe im günstigsten Fall bis 5/1000 mm genau bestimmt werden können, so findet man eine Ungenauigkeit von 3/10 000 Å in der Wellenlänge. Hiernach würde es also ausgeschlossen sein, für die rote Kadmiumlinie allein schon einen exakteren Wert als 3 Einheiten der 4. Dezimale zu bestimmen. Da alle Messungen relativ zur roten Kadmiumlinie vorgenommen sind, könnte man theoretisch einen Wert von 5 Einheiten der 5. Dezimale, praktisch aber nur von 6 Einheiten der 4. Dezimale erreichen.

Hierzu kommt die Frage, inwiefern die rote Kadmiumlinie konstant ist, d. h. ob sie bei den verschiedenen Methoden der Erzeugung stets den gleichen Wellenlängenwert hat, wenn sie einfach ist, oder den gleichen Schwerpunkt, wenn sie Hyperfeinstruktur aufweist. Weiter die Frage, ob Selbstumkehrungen auftreten und wenn ja, ob solche Einfluß haben. Die hier aufgeworfenen Fragen sind wiederholt geprüft worden. Ich stelle darum zunächst die Angaben zusammen, die bei verschiedenen Beobachtern über die Natur der von ihnen benutzten Lichtquellen und das Verhalten der roten Kadmiumlinie beziehungsweise ihre Interferenzfähigkeit gemacht worden sind.

Nachdem die IAU. (International Astronomical Union) einmal den Wert für die rote Kadmiumlinie mit 6438,4696 Å festgelegt hat, kommt für die hier in Frage stehenden Messungen kein anderer Wert in Frage, da es gleichgültig ist, ob dieser Wert von verschiedenen Beobachtern im Vergleich zum Meter verschieden gemessen worden ist. Die Hauptsache ist darin zu erblicken, daß sie die nötige Konstanz in ihrer Lage aufweist, um als Primärnormale geeignet zu sein. Michelson (83) prüfte zuerst diese Linie daraufhin unter den verschiedensten Bedingungen wie Druckveränderung, Temperaturände-

rung der Röhre und Änderung der Stromstärke. Er machte Versuche mit alten Röhren, verglich diese mit neuen, nahm käufliches Kadmium und füllte chemisch reines ein. Er fand stets denselben Wert für die Wellenlänge. Ebenfalls Watanabe und Imaizumi (84) wie auch Monk (85) erhalten den gleichen Wert und halten daher diese Linie für einen durchaus zuverlässigen Standard. Nagaoka (86), der, um Poleffekt, Druckeffekt, Verunreinigungen und Temperaturverbreiterungen zu vermeiden, eine neue Lampe konstruiert hat, bestätigte das ebenfalls. Beanstandet wurden oft die Kadmiumvakuumbogenlampen, die eben wegen ihrer großen Intensität gerne benutzt wurden. Diese Bedenken erscheinen jedoch unbegründet, da mit der Quarz-Kadmium-Lampe viele Vergleichsmessungen gemacht worden sind, die die gleichen Wellenlängenwerte ergaben wie bei Benutzung des Michelson-Rohres. Eversheim hat des öfteren gerade in dieser Beziehung Versuche angestellt. Jackson (40) gibt nach genauen Messungen einen Wertunterschied gegenüber dem Michelson-Rohr von 6 Einheiten in der 4. Dezimale an, was im Bereich der Fehlergrenze liegen würde, wie oben gezeigt. Die IAU besteht jedoch auf ihrer Forderung nach einem Michelson-Rohr. Sie fordert im einzelnen die ungefähre Temperatur von 320°, die Einhaltung eines gewissen Dampfdruckes und eine Interferenzfähigkeit von 200 000 Wellenlängen. Die Michelson-Röhre soll weiter benutzt werden, bevor nicht bei anderen Kadmiumlampen bewiesen ist, daß sie nur in 1 : 50 Millionen λ variieren. Eine Interferenzfähigkeit von 200 000 Wellenlängen bedeutet aber den Gebrauch eines Etalons von 65 mm, das wohl kaum benutzt wird. Ob die so formulierten Bedingungen für die Konstanz der roten Linie auf eine Stelle der 4. Dezimale weiterführen als der von Jackson ausgeführte direkte Vergleich bedarf einer genaueren Untersuchung. Man ist sich jedoch darüber einig, wie Jackson und die IAU. festgestellt haben, daß alle Amalgamlampen zu große Wellenlängenwerte liefern.

Auch die Feinstruktur ist des öfteren untersucht worden. Michelson (83), Benoit, Fabry und Perot (87, 88, 89) und viele andere (90, 91, 92, 93, 94, 95, 96) hatten die rote Kadmiumlinie einfach gefunden, doch wurde später angegeben, daß sie einen schwachen Begleiter habe. So fanden Lummer und Gehrcke (97) drei schwache Begleiter, die variabel sind und zeitweise verschwinden, so daß die Linie einfach erscheint. Nachdem sich herausgestellt hatte, daß die Lummersche Platte leicht falsche überzählige Bilder gibt, untersuchten Gehrcke und von Baeyer (91) mittels der Methode der Interferenzpunkte diese Linie und fanden sie einfach. Lunelund (92) und Wali Mohammad (93) fanden sie ebenfalls einfach. Nagaoka (98) fand bei einer Arbeit über die Feinstruktur der Kadmiumlinien mit 4 Lummer-Gehrcke-Platten und mit einem Stufengitter von 32 Platten gerade die rote

Linie stets einfach. Bei Benutzung seiner neuen Lampe schließt er allerdings aus einer periodischen Veränderung der Interferenzschärfe auf eine Komplexstruktur. Nachgewiesen hat er sie bisher noch nicht. 1930 untersuchte Albright (94) gerade die rote Kadmiumlinie, weil ihr Hyperfeinstruktur vorausgesagt wurde, fand aber, daß sie sicher einfach ist.

Bei Benutzung einer Brennweite von 250 mm unter völliger Fehlerfreiheit der Kadmiumlinie ergibt sich bereits eine Einzelabweichung in den Messungen, deren auf die rote Kadmiumlinie fallender Anteil nach meinen Erfahrungen nicht unter 3 bis 4 Einheiten der 4. Dezimale liegen dürfte. Ob der Einfluß der Verschiedenheit der Erzeugung der Kadmiumlinie bzw. einer etwaigen Hyperfeinstruktur, die bis jetzt jedoch nicht sicher nachgewiesen ist, oder ähnlicher Umstände die Größenordnung dieses Fehlers erreichen können, ist noch nicht sicher zu entscheiden. Es scheint jedoch sehr wenig wahrscheinlich, daß dies der Fall ist, so daß nicht zu erwarten ist, durch eine etwaige Verbesserung der primären Wellenlängennormale den gesamten Fehler der Interferenzmessungen merkbar beeinflussen zu können. Inwieweit eine etwaige Verwendung größerer Brennweite in Frage kommt, wird später zu erörtern sein.

Ich folgere daher:

1. Eine größere Einstellungsgenauigkeit auf die Ringe als 2/1000 mm scheint nicht möglich auch unter idealen Verhältnissen. Das gilt um so mehr als hinzukommen der Einfluß des Phasensprungs, die Fehler der optischen Apparatur, die Ungleichmäßigkeit der Metallisierung im Etalon, der Astigmatismus in der Abbildung und photographische Fehler. Hiernach erscheint die Einstellungsgenauigkeit auf einen Ring auf 1/1000 mm als die obere Grenze des Möglichen, woraus im Mittel eine maximale Wellenlängenungenauigkeit von einigen Einheiten der 4. Stelle folgt.

2. Die Erfahrung lehrt, daß bei der Einhaltung gewisser Vorsichtsmaßregeln, insbesondere bei einer sichtbaren Umkehrung der roten Kadmiumlinie nicht nur die Michelson-Röhre sondern auch die Kadmiumbogenlampe eine hinreichende Schwerpunktkonstanz besitzt, um keine Fehler herbeizuführen, die die Größenordnung, die hier in Frage kommt, übersteigen.

3. Es erscheint hiernach zwecklos, unter den jetzigen Voraussetzungen für den Zweck der Messungen mit dem Fabry-Perot-Interferometer nach Primärwellenlängennormalen zu suchen, die eine noch größere Konstanz und eine noch größere Schärfe (Interferenzfähigkeit) besitzen als die rote Kadmiumlinie. Wenn also keine neuen Verfahren und völlig neue Versuchsanordnungen benutzt werden, so erübrigt sich, andere Linien zu benutzen (Vakuumofen, Kryptonlinien, Gekühlte Röhren, Absorptionslinien des Jod etc.).

Die Sekundärnormalen.

Ich wende mich jetzt zur Erörterung der Sekundärnormalen. Für dieselben kommen in Frage historische, praktische und grundsätzliche Gesichtspunkte. Die ersteren werden dadurch bedingt, daß, wenn einmal Jahrzehnte hindurch ein gewisses System von Bezugseinheiten benutzt worden ist, und, wie faktisch geschehen, eine ungeheure Menge von Messungen auf dieses Fundamentalsystem bezogen worden ist, diese Messungen eine innere Homogenität besitzen. Dies bewirkt, daß alle vorliegenden Messungen in gewissem Umfang kommensurabel sind. Dies wäre in noch höherem Maße der Fall, als es wirklich zutrifft, wenn in jedem Spektralbezirk tatsächlich immer die gleichen Bezugslinien gewählt worden wären oder wenigstens in jedem Fall die Beobachter angegeben hätten, welche Linien sie als Anschlußlinien für ihre Messung benutzt haben. Das ist nun keineswegs der Fall. Im Laufe der Entwicklung der Spektroskopie hat das Bezugssystem der Sekundärnormalen Wandlungen erfahren. Die Mehrzahl der neueren Messungen ist in der Regel aber keineswegs immer auf das international adoptierte System der Sekundärnormalen bezogen worden. Da dieses wegen zu großer Intervalle zwischen den Normalen nicht ausreicht, so sind weitere tertiäre Normalen verwendet worden, die aber keineswegs den von Kayser angebenen Mittelwerten entnommen worden sind. Auch hierbei gibt es noch eine Reihe von Varianten. So hat man z. B. häufig in einer Ordnung des Gitterspektrums mit Normalen aus einer höheren Ordnung gemessen, oder man hat bei der Ausmessung eine Ausgleichung der Fehler durch Benutzung von dazwischen liegenden Normalen vorgenommen, ganz abgesehen von den Fällen, in denen, wie etwa in den Grenzbezirken nach den ultravioletten Wellenlängen, Sekundärnormalen gar nicht vorlagen oder in denen aus irgendwelchen Gründen anderweitige Normalen, z. B. Neonlinien, benutzt wurden, die ihrerseits wieder an Kadmiumlinien angeschlossen waren. So ungleichmäßig auch im Ganzen das Verfahren gewesen ist, und so sehr es unmöglich sein würde, bei etwa notwendig werdenden Korrekturen aus den benutzten Sekundär- und Tertiärnormalen Korrekturen für die im Anschluß daran gemessenen Wellenlängen abzuleiten, kann man sagen, daß im Großen und Ganzen alle Messungen an e i n Wellenlängensystem angeschlossen sind, nämlich das des Eisens, und daß die vorhandenen Zahlenwerte einen Komplex bilden, der durch vielfache Mitteilung und Ausgleich im Anschluß an dieses Grundsystem gewonnen ist.

Damit die so gewonnenen Werte brauchbar sind, ist es erforderlich, daß das zugrunde gelegte System in sich in der gleichen Weise ausgeglichen und gemittelt wird, wie es für die Einzelwerte geschieht. Eine grundsätzliche Abweichung hiervon, etwa durch Wahl eines

vollkommen neuen Normalsystems, würde keine Umrechnung gestatten und würde in äußerster Konsequenz zur Forderung führen, daß alle Messungen unter Zugrundelegung dieser Normale erneut vorgenommen werden müßten. Diese Tatsache bewirkt also, daß man nur aus zwingenden Gründen von den Sekundär- und Tertiärnormalen abgehen wird. Hierdurch wird man zwangsläufig angewiesen auf die Benutzung des Bogenspektrums des Eisens, Nickels, des Neons, wozu im Ultraroten und Ultravioletten noch andere Linien kommen.

Der andere Gesichtspunkt ist der praktische. Er ist wiederholt in den Kommissionsverhandlungen der IAU. diskutiert worden. Das Spektrum, dessen Linien Sekundär- oder Tertiärnormalen werden sollen, muß intensiv sein, muß sich leicht erzeugen lassen, es soll reproduzierbar sein, d. h. mit einfachen Hilfsmitteln innerhalb der praktisch in Frage kommenden Grenze konstante Wellenlängen liefern. Ferner ist es wünschenswert, daß das Spektrum gleichförmig über den ganzen Wellenlängenbereich verteilte Linien besitzt, deren Abstand einerseits groß genug ist, um auch bei mittlerer Dispersion aufgelöst zu werden und andererseits klein genug, um Meßintervalle zu liefern, die sich für die Ausmessung von Spektrogrammen eignen. Endlich ist es wünschenswert, daß das Spektrum auch im Ultraroten und Ultravioletten Linien besitzt und daß man die Lichtquelle benutzen kann ohne sie in absorbierende Gefäße einzuschließen oder ohne technisch schwierige Apparaturen aufzubauen (Vakuumofen etc.).

Mit dem Gesagten ist der dritte Gesichtspunkt in gewissem Umfang bereits erledigt. Hier würde vom Praktischen abgesehen als Ideal eine Lichtquelle mit Linien größter Schärfe und Meßbarkeit, mit möglichst genauem Anschluß an die rote Kadmiumlinie gefordert werden. Die Erfahrung der letzten Jahrzehnte hat nun gezeigt, daß den unter 2 und 3 genannten Forderungen kaum zu gleicher Zeit zu genügen ist.

Die ausgemessenen Linien und die benutzten Apparaturen.

Um einen Überblick über die vorliegenden interferometrischen Wellenlängenmessungen zu geben, habe ich sämtliche bis zum Jahre 1936 veröffentlichte Arbeiten kurz zusammengestellt, sofern sie in der vorliegenden Arbeit behandelt werden. Alle übrigen interferometrischen Arbeiten nach dieser Methode, die einem anderen Zweck dienen, oder Wellenlängenbestimmungen nach anderen interferometrischen Methoden als derjenigen von Fabry-Perot kann ich dabei wegen der Fülle des Stoffes nicht anführen. Bei dieser kurzen Über-

sicht über die genannten Arbeiten setze ich das Prinzip der Versuchsanordnung als bekannt voraus und gebe nur einige Daten betreffend die Apparaturen und die Erfahrungen der Beobachter an, um ein Bild der verschiedenen Anordnungen und Erfahrungen zu entwerfen, die für den Zweck der Arbeit interessieren und behandelt sind. An erster Stelle erwähne ich die wichtigsten Elemente, die gemessen worden sind mit ihren Beobachtern, und zwar zunächst Eisen und Neon. Die übrigen Elemente folgen in alphabetischer Reihenfolge. Einige wenige Elemente sind darunter, die zwar nicht zur Normalenbestimmung gemessen worden sind, aber doch mit der gleichen Apparatur. Die Elementenangabe hinter den Wellenlängenwerten gibt an, welches Element der Beobachter als Bezugsnormale nahm. Die eingeklammerte Zahl am Schluß weist auf das Literaturverzeichnis.

Eisen.

Linien			
106	von 6495—2374	(Hg 5460,741)	Fabry-Buisson 1907 (4)
23	von 6495—4282	(Cd)	Pfund 1908 (17)
56	von 6495—4282	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (11)
28	von 4282—3371	(Cd)	„ „ 1911 (13)
17	von 7446—6003	(Cd)	„ „ 1914 (14)
125	von 8824—5434	(Cd)	Burns, Bur. Stand. 1913 (43, 44)
5	5232,959		
	5434,531	(Fe 6494,993)	Werner, Tübingen 1914 (21)
	5455,616		
	5615,659		
	6230,732		
131	von 3701—2851	(Cd)	Burns, Bur. Stand. 1915 (45, 46)
400	von 6750—3233	(Cd)	Burns Meggers, Merrill. B. S. 1916 (48)
576	von 6750—3370	(Cd)	Babcock, Mt. Wilson Obs. 1921 (34)
25	vac. von 5616—4250	(Cd)	Brown, Northwestern University 1922 (30)
159	von 6678—3370	(Cd&Ne)	Meggers, Kiess, Burns, B.S. 1923 (54)
161	von 8824—2762	(Cd&Ne)	„ „ „ B.S. 1924 (55)
30	von 5341—3559	(Cd)	Wallerath, Bonn 1924 (27)
150	im Sichtbaren	(Cd)	Babcock, Mt. Wilson Obs. 1925 (35)
51	von 6678—5167	(Cd)	Kleinewefers, Bonn, 1927 (28)
286	von 6677—3407	(Cd)	Babcock 1927 (38)
110	von 6678—3445	(Ne)	Monk, Ryerson Labor. 1925 (32)
59	vac. von 5372—3021	(Ne)	Kiess, Allegh. Obs. 1928 (64)
600	vac. von 8824—2762	(Ne)	Burns, Walters, Allegh. Obs. 1929 (60)
22	vac. Fe-Verunreinigungslinien		von 4942—4031 (Ne) Burns, Allegh. Obs. 1930 (61)
1	10 394,66		Ignatieff, Tübingen 1914 (20)

Linien

	von 5051—3719 in Luft (Ne)		Burns, Allegh. Obs. 1930 (61)
19	von 3555—3068 (Cd)		Pressentin, Bonn 1930 (29)
vac.	von 8800—2200 (Fe&Cu)		Burns, Walters, Allgh. Obs. 1931 (63)
10	von 4400—4000 (Cd&Ne)		Jackson, London 1931 (39)
68	von 3100—2300 (Cd&Ne)		" " " "
46	von 3500—3100 (Cd&Ne)		" " " (40)
91	von 10 216—7164 (Ne)		Meggers, B. S. 1935 68)

Neon.

10	von 6402—5852 (Ne 5852, 4862)		Priest, Washington 1910 (18)
10	von 3520—3370 (Ne)		Meggers, B. S. 1915 (47)
8	von 7032—5852 (Ne)		
25	von 7439—5852 (Cd)		Meissner, Tübingen 1916 (22)
55	von 8495—3369 (Cd&Ne)		Burns, Meggers, Merrill, B. S. 1918 (51)
75	von 9840—7051 (Ne 5400, 5638)		Meissner, Zürich 1919 (23)
32	von 7544—5852 (Cd)		Wallerath, Bonn 1924 (27)
20	von 6717—5852 (Cd)		Monk, Ryerson Lab. 1925 (32)
11	von 6506—5852 (Cd)		Babcock, Mt. Wilson Obs. 1927 (38)
13	von 6717—5852 (Cd)		Jackson, London 1934 (42)
172	von 9665—4334 (Cd, Ne, Kr)		Meggers, Humphreys, B. S. 1934 (67)

Aluminium.

2	3961,527 3944,009	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Argon.

16	von 8425—6965 (Cd)		Meissner, Tübingen 1916 (22)
50	von 8521—3948 (Cd)		Meggers, B. S. 1921 (52)
87	von 10 470—3948 (Cd, Ne, Kr)		Meggers, Humphreys, B. S. 1934 (67)

Barium.

3	5826,294 5971,715 5997,102	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (11)
31	von 7911—5972 (Fe&Ba)		Werner, Tübingen 1914 (21)
14	von 6595—5854 (Ne)		Kiess, B. S. 1928 (64)

Calcium.

25	von 8662—5265 (Ne)		Burns, Allegh. Obs. 1930 (61)

Cadmium.

2	4799,922 4678,163	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (12)

Linien

13	von 6438—2980	(Cd)	Meggers, Burns, B. S. 1922 (53)
8	von 5086—3466	(Cd)	Wallerath, Bonn 1924 (27)

Chrom.

3	4254,337 3593,488 3578,687	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Cäsium.

26	von 8079—6010	(Cs)	Meissner, Zürich 1921 (24)

Kupfer.

26	vac. von 5782—2824	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)
150	vac. bis 2104	(Ne) (unter 3820 mit Fe und Cu)	Burns, Walters, Allegh. Obs. 1930 (62)

Helium.

7	von 7065—4471	(Cd 6438, 4696 und Cd 5085, 822)	Eversheim, Bonn 1909 (12)
7	von 7065—4471	(Cd)	Rayleigh 1908 (16)
3	10 830,32 10 829,11 20 581,31		Ignatieff, Tübingen 1914 (20)
9	von 7281—4389		Merrill, B. S. 1917 (49)
12	an die vorgehenden angeschlossene		Merrill 1917 (49)

Quecksilber.

2	5790,664 5769,603	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (12)
5	von 3126—2652	(Cd&Ne)	Jackson, London 1931 (39)

Krypton.

18	von 7601—4273	(Cd)	Meggers, B. S. 1921 (52)
46	von 8929—4274	(Ne)	Humphreys, B. S. 1930 (65)
10	von 4502—4273	(Cd)	Jackson, London 1932 (41)
3	5870,9167 5570,2899 5562,2266	(Cd)	Jackson, London 1932 (41)
55	von 9751—4273	(Cd, Ne, Kr)	Meggers, Humphreys, B.S. 1934 (67)

Mangan.

2	4823,521 4754,046	(Hg)	Fabry, Buisson 1907/08 (4)
2	4823,523 4754,049	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (11)

Linien			
2	4823,507 4783,415	(Cd)	Brown 1922 (30)
41	von 6022—4470	(Ne&Fe)	Monk, Ryerson Lab. 1923 (31)
3	6021,798 6016,639 6013,490	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Nickel.

4	von 5893—5761	(Hg)	Fabry, Buisson 1907/08 (4)
3	6108,121 5892,881 5857,759	(Cd)	Eversheim, Bonn 1909 (11)
7	von 6767—5893	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Rubidium.

33	von 10 076—5170		Ramb, Frankfurt 1931 (25)

Silicium.

3	2528,516 2506,904 2435,159	(Hg)	Fabry, Buisson 1907/08 (4)

Sodium.

2	5895,927 5889,954	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Titan.

118	von 6261—4262	(Cd)	Brown 1922 (30)
300	vac. von 6743—2941	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)
	Luft und vac. von 6366—4055	(Ne)	Burns, Allegh. Obs. 1930 (61)

Vanadium.

1	4379,234	(Ne)	Kiess, B. S. 1928 (64)

Xenon.

12	von 4933—4500	(Cd)	Meggers, B. S. 1921 (52)
130	von 11 141—3340	(Fe)	Humphreys, Meggers, B.S. 1933 (66)
130	von 9923—3948	(Cd, Ne, Kr)	Meggers, Humphreys, B.S. 1934 (67)

Sonnenlinien.

507	von 8780—6868	(O)	Babcok, Mt. Wilson Obs. 1927 (37)
	von 7148—3592	(Ne&Fe)	Burns, Meggers, Kiess, Allegh. Obs. 1925 bis 1927 (56, 57, 58, 59*)

*) Seitdem die Arbeit abgeschlossen wurde, sind weitere Messungen veröffentlicht worden. Eine Änderung der hier gebrachten grundsätzlichen Erwägungen wurde durch sie nicht erforderlich.

Die ersten interferometrischen Wellenlängenbestimmungen im Anschluß an eine Primärnormale sind von Fabry und Perot (1, 2) im Jahre 1902 vorgenommen worden. Ihre Versuchsanordnung hat nur noch historischen Wert. Im Anschluß an die grüne Kadmiumlinie 5085,8240, die sie durch ein Michelson-Rohr erhielten, bestimmten sie 14 Eisenlinien und 33 Sonnenlinien auf 0,001 Å genau; die Interferenzringe bestimmten sie auf 1/100 mm genau. Im Jahre 1906 maßen Fabry und Buisson (3) mit der gleichen Apparatur 79 weitere Eisenlinien zwischen 3600 und 6500, eine Manganlinie und 4 Nickellinien 5761, 5805, 5858 und 5893, da sie in dieser Gegend keine brauchbaren Eisenlinien fanden. 1907 (4) gingen sie in das ultraviolette Gebiet über und maßen zwischen 3300 und 2800. Natürlich benutzten sie dazu eine Quarzapparatur. Die Interferenzplatten waren für die Messungen unterhalb 3300 ausschließlich chemisch versilbert, während sie oberhalb 3300 teils versilbert, teils mittels Kathodenzerstäubung vernickelt waren. Die Stäbe des benutzten Eisenbogens hatten 3 mm Durchmesser und brannten mit 3 bis 6 Amp. Die Autoren benutzten den in der Nähe des positiven Pols befindlichen Teil des Eisenbogens als Lichtquelle.

1908 veröffentlichten dieselben Verfasser die gleichen Werte und gaben eine ausführliche Beschreibung der Apparatur (5, 6), die sie bedeutend verbessert hatten. Im Prinzip wurde diese neue Methode von allen späteren Beobachtern verwandt. Von der Lichtquelle gehen die Strahlen durch eine Linse und werden schwach konvergent gemacht. Es folgt das Etalon. Von den hier erzeugten Interferenzringen wird durch ein Objektiv (evt. Achromat) ein reelles Bild auf einem Spalt entworfen, der in der Brennebene des Objektivs steht. Durch ein Objektiv von etwa $F = 1$ m Brennweite werden die Strahlen auf ein Plangitter, ein Rowland-Gitter mit einer Oberfläche von 80×50 mm und 568 Linien pro Millimeter, geworfen, so daß ein Spektrum auf der photographischen Platte, dessen Linien von den Interferenzringen durchzogen sind, entsteht. Die als Normale benutzte Lichtquelle, in diesem Fall eine Quecksilberlampe, sendet ihr Licht durch eine Linse und durch ein total reflektierendes Prisma in den gleichen Strahlengang. Als Primärnormale benutzten Fabry und Buisson zu okularer Messung ein Michelson-Rohr, das mit ca 1200 Volt und wenigen Milliampère betrieben wurde. Zur Photographie benutzten Fabry und Buisson statt dessen eine Cooper-Hewitt-Quecksilberdampflampe, die intensiveres Licht gibt. An die grüne Hg Linie $\lambda = 5460{,}741$ schließen sie Eisenlinien an, die durch zwei Eisenstäbe von 7 mm Durchmesser bei 110 Volt und 3—5 Amp. erzeugt werden. Die Interferenzplatten waren teils chemisch, teils durch Kathodenzerstäubung versilbert. Die damals mittels Kathoden-

zerstäubung hergestellten Spiegel waren den chemisch hergestellten durch ihre Regelmäßigkeit und ihr hohes Reflektionsvermögen überlegen. Die chemisch versilberten Spiegel haben gerade in der Nähe von $\lambda = 3300$ ein schlechtes Reflektionsvermögen, so daß die Interferenzfiguren verschwinden. Bei Spiegeln, die durch Kathodenzerstäubung versilbert waren, zeigte sich bei einigen Linien das gleiche Phänomen, bei anderen fällt das Reflektionsvermögen nicht so stark. Fabry und Buisson benutzten daher in dieser Gegend Quarzplatten mit kathodisch zerstäubtem Nickel. Die Etalondicke betrug bei Linien größer als 3600 Å 5 mm und bei kleineren 2,5 mm. Das Licht der Enden der Eisenstäbe wurde durch die Abblendung im Bilde eliminiert. Die Ringdurchmesser wurden nicht größer als 10 mm gewählt, die Abstände wurden auf 1/100 mm gemessen. So ergaben sich mit einer angeblichen Genauigkeit von einem Teil in zehn Millionen 106 Fe-Linien zwischen $\lambda = 2373$—6495, 3 Si-Linien, 2 Mn-Linien und 4 Ni-Linien in den Gebieten, wo keine guten Fe-Linien zu erhalten waren.

In den Jahren 1912 und 1913 (7,8) stellten Fabry und Buisson die besondere Brauchbarkeit der Edelgasspektren fest, da diese äußerst feine Linien ergeben. Neon gestattete Interferenzen zu beobachten bis zur Ordnung 324 000, Krypton bis 600 000 und mittels einer mit flüssiger Luft gekühlten Röhre bis 950 000, was einen Gangunterschied von 53 cm gibt. Fabry und Buisson benutzten hier Etalonabstände von 2, 5, 15, 25 und 100 mm. Letzteren verglichen sie mit einem Etalon von 25 mm mittels der Methode der Überlagerung der Interferenzringe, ebenso wie Fabry und Perot es 1899 gemacht hatten. Die grünen und blauen Kadmiumlinien sind mit dem 100 mm Etalon nicht brauchbar, wohl die rote mit einer Ordnungszahl von 310 900.

1907 machte Eversheim (9, 10) in Bonn seine ersten Messungen. Auch bei ihm sei aus historischen Gründen die erste Apparaturanordnung erwähnt, deren Resultate er selbst als Vorversuche bezeichnet. Der Gang des Lichtstrahls war der gleiche wie bei Fabry und Perot. Nur benutzte Eversheim statt des Plangitters ein Konkavgitter von Rowland mittlerer Größe und ersparte sich dadurch den doppelten Durchgang durch eine Linse, was Vermeidung von Farbfehlern an dieser Stelle und weniger Verlust an Lichtstärke bedeutet. Das Vergleichslicht erhielt er durch ein Schwefel-Kohlenstoff-Prisma und benutzte die von Michelson bestimmte grüne Kadmiumlinie. Die Kadmiumlampe brannte mit 220 Volt, 4 Amp. und wurde durch einen Induktionsfunken gezündet. Der Eisenbogen brannte mit 220 Volt, 5—6 Amp. und wurde möglichst lang ausgezogen. Die drei innersten Ringe wurden gemessen. Der wahrscheinliche Fehler im Ringdurchmesser betrug bei einem Ringdurchmesser von 11 bis 15 mm 2—3 Einheiten der vierten Stelle. Die Werte

fielen alle größer aus als bei Fabry und Buisson 1906 (3) und noch größer gegenüber 1907 (4), die damals noch nicht veröffentlicht waren.

Die nächste Arbeit Eversheims erschien 1909 (11) in verbesserter Anordnung ähnlich der von Fabry und Buisson, mit deren Werten nunmehr auch bessere Übereinstimmung erzielt wurde. Eversheim benutzte eine Linse von ca 35 cm Brennweite und einen Achromaten von ca 62 cm Brennweite. Als Gitter benutzt er ein ebenes Rowlandgitter mit 14 438 Linien pro inch. Als Vergleichslinie diente die rote Kadmiumlinie, im grünen Spektralbereich allerdings die grüne $\lambda = 5085{,}822$, die Eversheim auch durch eine Kadmiumbogenlampe wie in der vorigen Arbeit erhielt. Durch wiederholte Versuche wurde festgestellt, daß die Wellenlängen der Kadmiumlampe die gleichen waren wie diejenigen der Michelson-Röhre. Für das Eisenspektrum benutzte Eversheim einen Bogen mit zwei Eisenstäben von ca. 8 mm Durchmesser, brennend mit 220 Volt und 5 Amp. Das Kadmium- und Eisenspektrum wurden gleichzeitig aufgenommen. Ausgemessen wurden immer die drei innersten Ringe, deren Durchmesser in der zweiten Dezimale als sicher gilt. Bestimmt hat Eversheim 56 Fe-Linien von 4282 bis 6945, darunter 2 Mn-, 3 Ba- und 3 Ni-Linien. Im Durchschnitt beträgt die Abweichung von Fabry-Buisson 0,002 Å. Eversheim bestimmte später (12) noch 7 He-, 2 Hg- und 2 Cd-Linien. Der Vergleich mit früheren Messungen liefert eine wenig befriedigende Übereinstimmung. Die Anordnung war die gleiche wie vorher.

1911 maß Eversheim (13) noch 28 Eisenlinien zwischen 4282 bis 3371. Zur besseren Lichtausnutzung wurde jetzt das Bild der Kadmiumlampe in den Eisenbogen projiziert. Eversheims Spektrograph bestand nunmehr aus einem Konkavspiegel mit einer Brennweite $F = 1{,}5$ m und einer Öffnung von 95 mm, weiter aus dem gleichen Plangitter wie bei der früheren Anordnung und einem Konkavspiegel von $F = 1{,}5$ m Brennweite und 25 mm Öffnung im Durchmesser. Bezogen wurden die Messungen auf die grüne Kadmiumlinie 5086. Die Abweichungen von den Werten von Fabry-Buisson betrugen im Durchschnitt 0.0015 Å.

Bei einer späteren Arbeit (14) benutzte Eversheim die gleiche Anordnung, nur verwendete er jetzt Spiegel von $F = 1$ m Brennweite. Der Abstand der Interferenzplatten, die durch Kathodenzerstäubung versilbert waren, betrug 6,67 mm. Die Eisenlichtquelle bestand aus zwei Fe-Stäben von 6,5 mm Durchmesser und einer Bogenlänge von ca 8 mm mit 220 Volt und 6,5 Amp. 17 Eisenlinien wurden gemessen zwischen 6003 bis 7446. Mit Fabry und Buisson stimmen Eversheims Werte für 7 Linien im Durchschnitt um 0.002 Å überein. Mit Burns (siehe unten) ist die Übereinstimmung gerade bei den drei letzten Linien sehr schlecht. Die Abweichung beträgt 0,008,

0,011 und 0,019 Å, bei den übrigen Messungen stimmt der Wert im Durchschnitt um 0,002 Å überein.

Lord Rayleigh (15) veränderte 1906 die Fabry-Perot'sche Anordnung ungefähr folgendermaßen: Das Etalon ist um eine vertikale, die optische Achse des Fernrohrs schneidende Achse drehbar, so daß die Ränder eines Ringes abwechselnd auf einen vor dem Objektiv des Fernrohres als Marke angebrachten Draht eingestellt werden können. Die Schichtdicke betrug bei Rayleigh 5 und 1 mm. Er führte damit eine neue Bestimmung der Ordnungszahlen mit Hilfe der Kadmiumlinie aus. Einige Hg-, Zn-, Na- und He-Linien wurden gemessen.

1908 (16) fand Rayleigh für die Helium-Linien Werte, die etwas von den früheren abweichen. Mit einem 30 mm Etalon wurden Helium-, Thallium-, Kadmium- und Quecksilberlinien gemessen.

Pfund (17) untersuchte 1908 23 Eisenlinien von 4282 bis 6495. Die erhaltenen Werte stehen zum Teil in guter Übereinstimmung mit Fabry-Buisson, wenn auch die meisten etwas größer sind als bei den Messungen aus 1907. Die Plattenabstände betrugen 2,654 und 4,427 mm. Pfund benutzte eine Quarzkadmiumbogenlampe von Heräus, die mit 220 Volt und 3,5 Amp. Gleichstrom betrieben wurde. Das Interferometer befand sich in einem Bad von konstanter Temperatur. Der Eisenbogen brannte mit 220 Volt und 3,5 Amp. Die positive Elektrode, auf der eine Oxydperle lag, hatte einen Durchmesser von ca 12 mm, die negative von ca 6 mm.

Priest (18) benutzte 1910 zwei parallele Platten, von denen die eine stark, die andere mit einer Durchlässigkeit von 10 % versilbert war, er arbeitete also mit Reflektionsinterferenzen. Die Ordnungszahl wurde dadurch bestimmt, daß die teilweise versilberte Platte durch Pressung mittels einer Mikrometerschraube leicht verbogen und jetzt nur die Änderung des Plattenabstandes gemessen wurde. Diese Änderung, die an dem Verschwinden von hellen Punkten in der Mitte des Interferenzbildes abgezählt wird, reicht hin, den Bruchteil in der Ordnungszahl zu ermitteln. Nach dieser Methode maß Priest 1912 (19) 10 Neonlinien im Bereiche $\lambda = 5852—6402$ mit einer Hochspannungsvakuumlampe genau bis auf einem Teil in 10 000 000 bezogen auf die Linie 5852, 4862, die Priest in der vorigen Arbeit im Anschluß an die rote Kadmiumlinie 6438,4696 bestimmt hatte. In seine Berechnung geht die Linienbreite ein, dies hat zur Voraussetzung, daß die Standardlinie und die zu messende Linie annähernd gleiche Breite haben.

Ignatieff (20) maß 1914 in Tübingen die Heliumlinien 10 830 und 20 581 und die Kadmiumlinie 10 934. Sein Hohlspiegel hatte einen Durchmesser von 100 mm und eine Brennweite von F = 175 mm. Zwei Linsen aus Kristallquarz hatten eine Brennweite von F =

326 mm für die Natriumlinie, und F = 341,2 mm für 2,05 μ. Mittels Photographie und Thermosäule bestimmte Ignatieff die Linie auch nach der Methode von Eversheim, indem er zur Photographie der sichtbaren Vergleichslinie He λ = 5015,6815 — das ist der Mittelwert von Lord Rayleigh und Eversheim — ein Prisma vor die zweite Linse setzt.

Werner maß im gleichen Jahre in Tübingen (21) 31 Bariumlinien zwischen 5972 und 7911 und 5 Eisenlinien von 5233 bis 6231. Die Interferenzbilder fielen zuerst auf einen Planspiegel und dann auf einen Konkavspiegel mit einer Brennweite von F = 35 cm. Dadurch wurden Farbfehler der Linsen vermieden, man erhält eine stigmatische Abbildung des Spektrums. Als Bezugslinie nahm Werner die Fe-Linie 6494,993 und bestimmt aus dieser die zweite Bezugslinie Ba 6341,693.

Meißner (22) begann die lange Reihe der von ihm und seinen Mitarbeitern in der Folge ausgeführten Messungen 1916 in Tübingen mit 25 Neonlinien von 5852—7439 und 16 Argonlinien von 6965—8425. Anfangs benutzte er eine Spektralanordnung mit Konkavgitter in Runge-Paschenscher Aufstellung. Seine definitiven Messungen werden jedoch alle mit einem lichtstarken Prismenapparat gemacht. Zur Erzeugung der Primärnormalen benutzte auch Meißner eine Quarzkadmiumlampe von Heräus, die durch Gleichstrom mit 220 Volt und 4—5 Amp. betrieben wurde. Die ersten Werte Meißners weichen zum Teil stark von den Werten Priest's ab. Meißner erklärt dies durch den Umstand, daß die Priestsche Methode zur Voraussetzung hat, daß die Standardlinie und die zu messende Linie nahezu die gleiche Breite besitzen. Diese Voraussetzung ist aber auf keinen Fall erfüllt. Die Linienbreite von λ 6402 übertrifft z. B. die Breite der roten Linie um 0,007 Å. 1919 maß Meißner (23) mit einer etwas veränderten Anordnung 75 Neonlinien zwischen 7051 und 9840 Å im Anschluß an die Neonlinie 5400,5638 auf 1/100 Å, da er von vornherein die Absicht hatte, keine Normalen 2. Ordnung zu messen, sondern Gesetzmäßigkeiten im Neonspektrum festzustellen.

1921 (24) untersuchte Meißner die Struktur der Bergmannserie von Cäsium und maß zugleich interferometrisch 26 Linien zwischen 8079 und 6010. Die Apparatur war die gleiche wie in der vorhergehenden Arbeit, nur daß Meißner anstatt des Hohl- und Planspiegels zur Erreichung größerer Intensität ein photographisches Objektiv von F = 210 mm Brennweite benutzte. Er schloß die Cäsiumlinie 6354,552 direkt an die rote Kadmiumlinie an und benutzte dann λ 6354 als Bezugslinie.

In diesem Zusammenhang seien zwei weitere Arbeiten noch kurz erwähnt: Ramb (25) machte interferometrische Wellenlängenbestimmungen an der Bergmannserie und den Nebenserien von Rubidium, Messungen, die von Meißner und Masaki (26) zu einer Unter-

suchung der Struktur der F-Terne bei Rubidium benutzt wurden. Die Anordnung wahr ähnlich der vorstehenden. Ramb maß mit 3,5 und 18 mm Etalondistanz. Die Meßgenauigkeit für die Wellenlängenwerte der 18 mm Aufnahme betrug im Mittel 0,002 Å.

Wallerath (27) maß 1924 in Bonn 30 Eisenlinien von 3559—5341, 32 Neonlinien von 5852—7544 und 8 Kadmiumlinien von 3466—5086. Hinter dem Interferometer befand sich ein Quarz-Fluorit-Achromat mit einer Brennweite von F = 250 mm korrigiert für kurze und grüne Wellen. Der Hohlspiegel hatte eine Brennweite von 1 m und lieferte praktisch fehlerfreie Bilder. Benutzt wurde ein Pfundbogen nach Vorschrift der International Astronomical Union von 12 mm Länge mit 5 Amp., aus dessen mittlerem Teil ¼ mm ausgeblendet wurde. Mit einem Kohle-Eisenbogen bei 3,5 Amp und 20—25 mm Bogenlänge erhielt Wallerath scharf ausgebildete Interferenzmaxima in den Linien bis $\lambda = 3450$, während er mit dem Eisen-Eisenbogen bei den chemisch versilberten Platten keine brauchbare Aufnahme von dieser Spektralregion erhielt. Die Neonlampe war eine neue Type, die mit Gleichstrom betrieben wurde und wegen ihrer außerordentlichen Helligkeit, ihrer unbedingten Zuverlässigkeit im Betrieb, der Reinheit des von ihr emmittierten Spektrums sowie der Schärfe und Homogenität ihrer Linien für interferenzspektroskopische Zwecke, speziell als Bezugsnormalen-Lichtquelle bei exakten Wellenlängenbestimmungen in gewissen Spektralbezirken, ganz vorzüglich geeignet war. Zur Erzeugung der Primärwellenlängen-Normalen diente eine U-förmige Quarzkadmiumbogenlampe, betrieben mit 220 Volt und 3,5—4 Amp. Gleichstrom, die schon Eversheim benutzte. Sämtliche Linien wurden direkt an die rote Kadmiumlinie 6438,4696 angeschlossen. Die Ringdurchmesser wurden auf 5/1000 mm gemessen, so daß die zweite Dezimale absolut sicher sein dürfte. Sein mittlerer wahrscheinlicher Fehler erreichte nie 0,001 Å. Wenn der wahrscheinliche Fehler $\pm$ 0,007 Å beträgt, so würden seine Werte auf $\pm$ 0,001 bis 0,002 absolut genau sein, würde er $\pm$ 0,0007—0,0009 Å betragen auf $\pm$ 0,002—0,003 Å genau. Anschließend seien gleich zwei weitere Arbeiten erwähnt, die im physikalischen Institut in Bonn ausgeführt sind, da die gleiche Apparatur benutzt wurde.

Kleinewefers (28) maß 51 Eisenlinien von 5167 bis 6678. Als Bezugslinie wurde die rote Kadmiumlinie benutzt, erzeugt durch die oben erwähnte Quarz-Kadmium-Vakuumbogenlampe. Von 5167 bis 5624 benutzte Kleinewefers eine 1,25 mm dicke Horizontalzone eines mit 5 Amp. bei einer Bogenlänge von 12 mm brennenden Pfundeisenbogens, oberhalb 5624 neben dieser Lichtquelle auch die Mittelzone des mit 6 Amp. und 6 mm Länge brennenden Bogens.

Pressentin (29) hat 19 Eisenlinien von 3068 bis 3555 gemessen. Als Bezugslinie diente die rote Kadmiumlinie der gleichen, auch von Wallerath benutzten Bogenlampe. Aus dem Kohle-Eisenbogen, der

mit 4,5 Amp. brannte, wurde ein horizontaler Spalt von 1,25 mm ausgeschnitten.

Brown (30) bestimmte 1922 an der Northwestern University 118 Titanlinien zwischen 4262 und 6261, 25 Eisenlinien und 2 Manganlinien eines Vakuumbogens. Die Kadmiumvakuumbogenlampe wurde wassergekühlt und brannte bei 10 mm Druck mit 0,5 bis 2 Amp. Für die Titanaufnahmen benutzte Brown dieselbe Lampe bei 40 mm Druck mit 5 bis 7 Amp. und 220 Volt Gleichstrom. Das Licht der Titanlampe fiel durch einen Konkavspiegel auf das Zentrum des Kadmiumbogens. Die Breite der Linien auf der photographischen Platte variierte zwischen 0,10 und 0,15 mm, falls das Licht das Interferometer passierte; ohne Zwischenschaltung des Etalons war die Breite wesentlich geringer. Für jeden Ring machte Brown drei Einstellungen, deren Mittelwert er nahm. Für eine scharfe Linie, wie z. B. die rote Kadmiumlinie, fand er immer gleiche Werte, für breite und überbelichtete Linien stimmten die Werte nur auf 3 bis 4/100 mm überein. Brown maß immer die ersten und zweiten Ringe, nur wenn der erste zu klein oder zu diffus war, den zweiten und dritten Ring. Bei den 4 Kadmiumlinien und 10 Titanlinien, deren Linienbreite groß war, maß Brown die inneren und äußeren Ränder von drei oder vier Ringen. Er stellte fest, daß manche Ringe nicht genauer als auf 0,01 mm gemessen werden konnten.

Monk (31) untersuchte 1923 den Poleffekt, die Druckverschiebung und Wellenlängen im Manganspektrum. Die ganze Apparatur stand in einem dichten doppelwandigen Kasten in einem Raum mit konstanter Temperatur, während die Lichtquelle in einem Nebenraum sich befand. Sie bestand aus einem vertikalen Kohlebogen, dessen untere positive Elektrode von ca 12 mm Durchmesser ungefähr 3 mm ausgebohrt und mit MnO_2 gefüllt war. Die obere negative Elektrode hatte 9 mm Durchmesser. Der Bogen brannte mit einer Länge von 12 bis 15 mm und 5 Amp. Im roten Spektralgebiet nahm Monk als Bezugslinie die Neonlinie 5944,834, im grünen die Eisenlinie 5497,522. Monk bekommt so 41 Linien von 4470 bis 6022. Verglichen mit anderen Beobachtern ist die Übereinstimmung nicht sehr gut.

1925 (32) maß Monk weiter 20 Neonlinien zwischen 5852 und 6717 und 110 Eisenlinien von 3445 bis 6678 Å. Er benutzte einen Bogen nach dem Rezept der International Astronomical Union 1922, in dem 1¼ mm aus der Achse eines 12 mm langen Pfundbogens mit 5 Amp. und 220 Volt ausgeblendet wurde. Monk verglich zunächst die Emission einer Michelson-Röhre, eines Kadmiumbogens zwischen mit Kadmiummetall gefüllten Kohlepolen und die Emission einer Entladungsröhre besonderer Form, die er näher beschreibt. Die neue Röhre gab für die Primärnormale den gleichen Wert wie das Michelson-Rohr bei dem Vergleich mit Neonlinien und zwar 6438,4696 $\pm$ 0,0003. Hieraus folgt zugleich die Richtigkeit der Wellenlängen

der benutzten Neonlinien mit Ausnahme der Linien λ 5852 und 5882. Die Eisenlinien verglich Monk nicht direkt mit der Kadmiumlinie, sondern ähnlich wie Wallerath und andere mit Neonlinien. Die Übereinstimmung in den Werten aus Nr. 478 des Bureau of Standards ist gut, ausgenommen im Rot, wo die Werte Monks systematisch um ca 0,002 Å kleiner sind.

John und Babcock (33) begannen 1917 mit interferometrischen Messungen und zwar zunächst mit Untersuchungen über Poleffekt und dessen Elimination. Im Anschluß an diese Untersuchungen führten sie 1920 (34) Wellenlängenmessungen am Eisenbogen aus in dem Gebiet zwischen 3370 und 6750, und zwar wurden 576 Linien interferometrisch und 976 Linien mit dem Gitter gemessen. Babcock maß jedesmal den ersten und zweiten oder den zweiten und dritten Ring aus. Zur Erzeugung des Spektrums benutzte er einen 1¼ mm langen Ausschnitt eines 12 mm 5 Amp. Pfundbogen. Das Ausscheiden des Poleffekts gilt nur für Linien, die kleiner als 6000 Å sind, für höhere Wellenlängen wurde die Expositionszeit infolge der starken Ausblendung zu lang und darum von der Eliminierung des Poleffektes abgesehen. Von 6000 bis 6750 Å verwendete Babcock einen kürzeren Pfundbogen.

1925 (35) folgte die Fortsetzung der Interferometermessungen von Babcock. Er ergänzte seine bisherigen Messungen um 150 Eisenlinien im sichtbaren Spektralbezirk und benutzte die gleiche Anordnung. Diese vollständigen Resultate scheinen nicht veröffentlicht zu sein. Gegenüber den bis zu dieser Zeit international angenommenen Werten fand Babcock systematische Abweichungen von ca 0,002 Å bei Wellenlängen, die kleiner als 5500 sind, im Roten sogar eine durchschnittliche Abweichung von 0,008 Å, so daß die alten Normalen wahrscheinlich zu hoch sind. Im Roten findet er aber außerdem auch gegenüber den Werten des Bureau of Standards eine systematische Abweichung von 0,003 Å, die vielleicht auf die Verschiedenheit der beiden benutzten Eisenbogen zurückzuführen ist. 1928 (36) untersuchte Babcock den Druckeffekt an Eisenlinien bei Atmosphärendruck und im Vakuumbogen mittels des Interferometers in derselben Anordnung.

1927 (37) machten John und Babcock Untersuchungen des infraroten Sonnenspektrums von λ 6868 bis 8780, wobei sie 507 Linien maßen. Bei den meisten Messungen waren die Interferometerplatten vergoldet, teilweise aber auch versilbert oder verkupfert. Je nach der verwendeten Metallisierung waren die Interferenzstreifen verschieden gut. Z. B. waren bei Kupfer die Resultate schlechter als bei Gold und Silber. Für vergoldete Platten fiel die Lichtdurchlässigkeit von 27 % bei λ = 7000 bis 15 % bei λ = 9000. Es ist also keine starke Variation in der optischen Konstanten des Goldbelags in dieser Gegend festzustellen. Auch der Phasensprung ist gering. Er

betrug in Wellenlängen ausgedrückt in dieser Gegend ca 0,001 Å. Es wurde ferner gefunden, daß der Phasensprung für versilberte Platten eine bestimmte von der Herstellung und dem Alter der Schicht unabhängige Größe darstellt. Das Alter, die Dicke der Schichten und die Art ihrer Herstellung waren ohne Einfluß. Babcock hat nicht geprüft, ob das Gleiche auch für vergoldete Schichten zutrifft, vermutet dies jedoch. Die Wellenlängen wurden auf die terrestrischen Absorptionslinien des Sauerstoffs bezogen, die wieder an Sekundärnormalen des Neons angeschlossen wurden. Die Werte Babcocks stimmen mit denen von Meggers und Kiess schlecht überein, die mit einem 6 mm 6 Amp. Eisenbogen verglichen haben.

Babcock (38) veröffentlichte ferner im gleichen Jahre Messungen an über 286 Eisenlinien von 3407 bis 6677 Å und 11 Neonlinien von 5852 — 6506 Å . Die Interferometerplatten sind für den kurzwelligen Teil versilbert und für den roten Teil vergoldet durch Kathodenzerstäubung. Es erwies sich als vorteilhaft, ein streng achromatisches Bild in der Blendebene des Etalons herzustellen. Dies zeigt sich durch den Vergleich mit einer nicht achromatischen Anordnung. Bei dieser wurde eine Quarzlinse von F = 30 cm Brennweite zur Projection einer vierfachen Bildvergrößerung des Bogens auf das Interferometer verwendet. Bekanntlich macht sich bei einer solchen Linse die chromatische Aberration stark bemerkbar. Bezogen auf gleiche Brennwerte mit einem Konkavgitter für λ 5893 fanden sich Fokusdifferenzen von + 6,3 cm bzw. — 35 cm, je nachdem bei λ 7200 und λ 3000 beobachtet wurde. Die Linien des Eisens und des Neons oder Kadmiums wurden auf derselben Platte aufgenommen, teilweise zu getrennten Zeiten, teilweise gleichzeitig oder beides kombiniert. Das Eisenspektrum erzeugte Babcock durch einen Pfundbogen mit Oxydperle auf der Anode, die einen Durchmesser von 15—20 mm besaß, während die Kathode 6 mm hatte. Der Bogen brannte bei 250 Volt*), 4,5 Amp. mit einer Länge von 12—18 mm, aus der ein Querschnitt von 1¼ mm Höhe ausgeblendet wurde. Die rote Kadmiumlinie wurde mittels einer Quarzröhre erhalten, die mit 10 000 Volt und ca 20 Milliampère brannte, außer bei zwei Versuchen, bei denen er eine Quarz-Kadmium-Bogenlampe benutzte. Die nach beiden Verfahren ermittelten Wellenlängen zeigten keine Differenzen. Die benutzte Neonlampe wurde mit Gleichstrom mit 200—220 Volt Betriebsspannung und 0,010—0,015 Amp. betrieben. An der Linie 6402 fand Babcock bei einigen Lampen Umkehrungen, gelegentlich auch bei 6143, alle anderen Neonlinien waren jedoch bis zu Gangunterschieden von 60 000 zu brauchen. Unterhalb 4271 verglich Babcock nur einen Teil der Linien direkt mit der Kadmiumlinie. 18 Linien wurden an andere Eisenlinien, 45 weitere an Eisen- und Neonlinien

*) Es ist immer nur die Betriebsspannung gemeint. Der wirkliche Spannungsabfall am Bogen ist in der Regel nicht angegeben worden.

angeschlossen. Im Bereiche 5852 bis 6506 erfolgte der Anschluß der Neonlinien direkt an die Primärnormale. Die auf diese Weise gefundenen Werte für die Neonlinien stimmen gut mit den von der IAU. angenommenen Werten überein, während die Zahlen für die Eisenlinien systematisch kleiner sind. 80 Werte zwischen 3513 bis 5506 liegen gegenüber Meggers, Kiess und Burns systematisch niedriger. Die Differenz der Werte Babcock—Meggers ist positiv bei zwei, Null bei 12 und negativ bei 66 Linien; sie beträgt im Durchschnitt 0,0013 Å. Zwischen 6065 bis 6677 sind zwei Werte gleich, eine Differenz ist positiv und 17 sind negativ. Die Abweichung beträgt im Durchschnitt 0,0022 Å. Gegenüber Monk, der mit dem gleichen Bogen gearbeitet hatte, ist bei 85 Linien die Differenz positiv in 7 Fällen, Null in 18 und negativ in 60. Sie beträgt im Durchschnitt 0,001 Å. Für 9 von Wallerath gemesenen Linien ist die Differenz in dem Gebiet von 3513—5341 im Mittel — 0,0024. Die Differenz der Werte Babcock—Kleinewefers endlich beträgt in dem Gebiet von 5167—5658 Å im Mittel — 0,0021.

Jackson (39) begann 1931 mit seinen interferometrischen Messungen. Sie beziehen sich auf 10 Eisenlinien im Gebiet von 4000 bis 4400 und 68 Linien in dem Gebiet von 2300—3100, dazu kommen 5 Quecksilberlinien. Die Interferenzplatten hatten einen Platinspiegelbelag. Das Bild des Eisenbogens wurde in fünffacher Vergrößerung auf die Blende projiziert. Die Pole waren ausgeblendet. Der negative Pol bestand aus einem Eisenstab von 7 mm, der positive von 2 cm Durchmesser. Auf ihm lag eine Oxydperle. Der Bogen brannte bei einer Länge von 1½ bis 2 cm mit 3½ bis 4 Amp. Die mittlere Zone der Bogenflamme wurde in einer Breite von 1 mm benutzt. Als Kadmiumlampe wurde eine Michelson-Röhre benutzt. Die Eisenlinien, die mit Neonlinien verglichen wurden, ergaben keine systematische Differenz gegenüber den mit der roten Kadmiumlinie erhaltenen Werten, weshalb Jackson als Bezugslinien meist Neonlinien benutzte, die von einer Hilger GEC Neonlampe mit 200 Volt erzeugt wurden. Jackson maß die ersten und zweiten Ringe aus. Die Ordnungszahlen oberhalb 2400 fand er durch die korrigierten Wellenlängen von Burns (Zs. für wissenschaftliche Photographie 12, p. 203, 1913). Für die Messungen unterhalb 2400 wurden die Zahlen aus Kayser-Konen, Band VII, benutzt. Der Abstand der Interferenzplatten wurde mit Hilfe der Primärnormale oder der Sekundärnormale auf ein oder zwei Tausendstel der Fransen gemessen. Die Ergebnisse zwischen 4000 und 4400 stimmen mit den Werten der IAU. ausgezeichnet überein. Die systematische Abweichung beträgt nur 0,0003 Å, die zufälligen Meßfehler ergeben im Mittel 0,0006 Å. Die 68 Eisenlinien zwischen 2300—3100 stehen in guter Übereinstimmung mit den Vakuumbogenmessungen von Burns und Walters. Die Übereinstimmung mit den von der IAU. 1928 angenommenen

Werten ist ebenfalls sehr gut. Die Messungen oberhalb 2800 stimmen auch gut mit den korrigierten Werten von Burns aus dem Jahre 1913 überein. In einer zweiten Arbeit (40) maß Jackson mit der gleichen Apparatur und dem gleichen Eisenbogen zunächst 46 Eisenlinien in dem Gebiet von 3100—3500. Bei der Berechnung ergibt sich bei Benutzung des ersten oder zweiten Ringes kein systematischer Fehler. Es ist auch ohne Einfluß, ob man die Linien des Kadmiums oder des Neons als Bezugslinien wählt. Die systematische Differenz beträgt: Jackson—IAU. — 0,0001 und nur für 8 Linien ± 0,0006, Jackson—Babcock + 0,0001, Jackson—Burns (Vakuumbogen) + 0,0015. Die durchschnittliche Abweichung Jackson—IAU. ± 0,0005, Jackson—Babcock ± 0,0006 Å. Für die intensivste Neonlinie fand Jackson 5852,4875 statt IAU. 5852,488 und Monk und Babcock 5852,487. Das Mittel der Messungen von Wallerath, Burns, Meggers, Merrill, Meißner, Monk und Babcock ist 5852,4875; Priest liegt mit 5852,4862 zu niedrig. Für die hellste ultraviolette Neonlinie fand Jackson 3520,4733. Burns, Meggers und Merrill geben 3520,4737 an. Schwierigkeiten bietet die Wahl einer guten Kadmiumlichtquelle. Die Vakuumbogenlampen arbeiten, wie Jackson findet, nicht befriedigend. Dagegen ergab sich, daß eine Vakuumbogenlampe aus reinem Quarz innerhalb einer Fehlergrenze von 1 : 10 Millionen die gleiche Wellenlänge lieferte wie eine typische Michelson-Röhre. Dies wurde durch relative Messungen zu Neonlinien geprüft, gestützt darauf, daß, wie oben erwähnt, die Neonlinien bei der Ausmessung von Eisenlinien keine systematischen Fehler gegenüber Kadmium als Bezugslinie zeigten. Weiter maß Jackson 1932 (41) 11 starke Kryptonlinien mit einer Genauigkeit von einem Teil in 50 Millionen also auf ± 0,0001 Å in bezug auf die rote Kadmiumlinie einer Michelson-Röhre. Die Plattenabstände von ¼ bis 10 cm wurden mit Hilfe eines „adjustable étalon" hergestellt. Für einen Etalonabstand von ½ cm empfiehlt Jackson eine Linse von 6 Zoll Brennweite, für 2 oder 3 cm von etwa 13 Zoll und über 13 cm von 20 Zoll. Sodann wurden 10 violette Kryptonlinien zwischen 4274 bis 4502 gemessen, 38 Aufnahmen mit dem „adjustable étalon" von 3 cm, 5 Aufnahmen mit einer Etalondicke von 2 cm und 13 von 1 cm mit einem feststehenden Etalon. Der mittlere wahrscheinliche Fehler beträgt bei einem 3 cm Etalon 0,0001 bei 2 cm ± 0,0002. Die systematische Differenz Jackson—Humphreys beträgt + 0,0001, Jackson —Meggers (1921) + 0,0003 Å. Die mittlere Differenz J—H ± 0,0003, J—M ± 0,0007 Å.

Eine weitere Arbeit von Jackson erschien 1934 (42). Er sagt darin: „Eine exakte Messung mit Instrumenten hohen Auflösungsvermögens zeigt, daß die Neonlinien sehr genau und zum Gebrauch als Sekundärnormalen wirklich geeignet sind. Sie sind dann frei von systematischen Fehlern, die größer sind als 1/100 bis 2/100 Milliang-

ström." Um zu bestimmen, welche Neonlinien geeignet sind, verglich Jackson sie direkt mit der Primärnormalen. Es bestätigt sich, sofern die Beobachtungen mit hohem Auflösungsvermögen (etwa 250 000) gemacht wurden, daß sie in besserem Einklang stehen mit den Wellenlängen des Bureau of Standards als mit den von der IAU. angenommenen. Jackson fand, daß mit kleinem Auflösungsvermögen die Wellen systematisch kleiner werden, bis ein Minimum bei einem Gangunterschied von etwa 100 000 erreicht ist. Unterhalb dieser Auflösung verschwindet der scheinbare Rückgang der letzteren. Anscheinend entsprechen die Wellenlängen, die mit hohem Auflösungsvermögen gemessen werden, der Hauptkomponente der Feinstruktur, während man mit geringer Auflösung den Schwerpunkt der Linie mißt. Die Apparatur war die gleiche wie die bei den Kryptonmessungen aus dem Jahre 1932. Die Kadmiumlichtquelle war eine Michelson-Röhre von 10 Milliampère, die Neonröhre brannte mit 15—20 Milliampère bei transversaler Beobachtung. Bei hohem Auflösungsvermögen arbeitete Jackson mit vier verschiedenen Interferometern, deren Auflösungsvermögen zwischen 250 000 bis 800 000 lag. Der Vergleich der von Jackson beobachteten und ermittelten Werte mit den aus an Terme berechneten zeigt eine Durchschnittsdifferenz von 0,0002 Å. Der Vergleich der Werte von Jackson mit den Werten von Burns, Meggers und Merrill ergibt einen wahrscheinlichen Fehler von 0,0002 und eine systematische Differenz unter 0,0001.

Bei einem Auflösungsvermögen kleiner als 250 000 maß Jackson die Neonlinien auch in direktem Vergleich zur roten Kadmiumlinie mit Silber- und Platininterferometern. Brannte die Röhre mit 10 bis 40 Milliampère, so fand Jackson keine Selbstumkehrungen. Unabhängig davon, ob der Druck 5 mm oder 15 mm Hg beträgt, fand Jackson stets praktisch die gleichen Resultate, denn der systematische Fehler betrug nur 0,0001 Å. Dies stimmt mit den Ergebnissen anderer Beobachter überein. So fand Burns bei Variation des Druckes von einem Bruchteil von Millimetern bis zu einigen Zentimetern keine größeren Abweichungen als 0,0004 Å. Burns, Meggers und Merrill fanden zwischen 2½ bis 50 Milliampère keine Selbstumkehrungen. Jackson stellt für die Benutzung der Neonlampe die folgenden Bedingungen auf:

1. Der Druck soll 15 mm nicht übersteigen;
2. Die Kapillare soll einen Durchmesser von 1—2½ mm haben;
3. Die Stromstärke soll nicht größer als 40 mAmp. sein und
4. soll man eine gewöhnliche Geißlerröhre bei transversaler Beobachtung benutzen.

Burns (43, 44) maß 125 Eisenlinien in dem Gebiet von 5434 bis 8824. Als Lichtquelle diente ein Eisenbogen von 6 mm Durchmesser

bei 220 Volt und 6,5 Amp., dessen mittlerer Teil auf die Blende des Etalons projiziert wurde. Die Bogenlänge betrug 7 mm für das gelbe und rote und 5 mm für das äußerste rote und infrarote Spektrum. Die Linien wurden bestimmt mit einer Unsicherheit von 0,0005 bis 0,0015 Å. 1915 (45, 46) maß Burns 131 Eisenlinien zwischen 2851 bis 3701. Das Kadmiumlicht kam von einer Michelson-Röhre, auf deren rote Linie alle Resultate bezogen sind. Der Eisenbogen brannte mit 3,3—4 Amp., im Durchschnitt 3,6 Amp., zwischen runden Elektroden von 8 mm Durchmesser. Die benutzte Länge des Bogens betrug 1,5—5 mm, meist aber weniger als 4 mm. Meggers (47) mißt mit der gleichen Apparatur 10 Neonlinien zwischen 3370—3520 und 8 Linien zwischen 5852—7032, angeschlossen an die von Priest bestimmte Linie 5852,4862. 1915 erschien weiter eine Untersuchung von Burns, Meggers und Merrill (48), in der 400 Eisenlinien im Gebiet zwischen 3233—6750 gemessen wurden. Die Apparaturanordnung ist wieder die gleiche wie vorher. Der Eisenbogen brannte nach damaliger internationaler Vorschrift mit einer Länge von 6 mm aus der 2 mm benutzt wurden, bei Wellenlängen unter 4200 mit 4 Amp. und bei größeren mit 6 Amp. Die 1915 gemessenen Wellenlängen und die von Burns wurden neu gemessen und bei abweichenden Resultaten das Mittel genommen. Genügend Normalen in einem Abstand von je 10—15 Å wurden für den größten Teil des Spektrums gefunden. In der Gegend von 5775—5934 sind die Linien nicht scharf und von mäßiger Intensität. Ungenügend ist auch die Zahl der Normalen im äußersten Rot. Die mittlere Differenz zwischen den gefundenen Ergebnissen und den internationalen Bezugslinien beträgt etwa 1 : 4 000 000, einige Bezugslinien scheinen um 0,002 oder mehr fehlerhaft zu sein. Von mehr als 600 Linien wurde mit Hilfe der Interferenzfähigkeit die Schärfe bestimmt. Ferner wurden Polverschiebungen, das Verhalten unter Druck und Intensitäten bestimmt. Merrill (49) maß 21 starke Heliumlinien. 9 davon verglich er direkt mit der roten Kadmiumlinie, die er dann als Bezugslinien für das weitere Heliumspektrum benutzt. Die Heliumröhre war die gleiche, wie sie Meggers bei den Neonaufnahmen benutzte, eine Geißlerröhre, die in der Mitte verengt ist, mit Elektroden aus Aluminium; die Röhre wurde mit 10 000 Volt und 3—11 mAmp. betrieben. Die Kadmiumlampe war eine Michelson-Röhre normaler Art. Durch direkten Vergleich mit der Kadmiumlinie ergibt sich in zwei Versuchsreihen, daß die Abweichungen der Wellenlängenwerte bei Benutzung verschiedener Interferenzspiegel und Abstände bis 0,003 Å betragen können. Meggers und Peters (50) maßen in ihrer bekannten Arbeit den Brechungsindex der Luft. Ausgemessen haben sie die Eisenlinien von 2750—9000 Å mit einer Ordnungszahl von 20 000, die Neonlinien von 5852—8495 mit 70 000, die Kupferlinien mit positiver Kohleelektrode von 2200—3200 mit 16 000. Sie geben

eine ausführliche Tabelle für die Korrektionen für die Dispersion der Luft, mit deren Hilfe viele spätere Beobachter bei Interferometermessungen ihre Werte auf normalen Druck und Temperatur korrigierten. Burns, Meggers und Merrill (51) messen 55 Neonlinien von 3369—8495 und verglichen die ultravioletten und die starken sichtbaren Linien direkt mit der Primärnormalen, ferner einige Linien aus dem äußersten Rot und Infrarot mit gut bestimmten Linien im sichtbaren Neonspektrum. Die Neonlampe war die gleiche wie die von Meggers 1915, die Kadmiumlampe eine H-förmige nach Michelson bis 320°, mit 10 000 Volt und 3—20 mAmp. betrieben. Meggers (52) maß 1921 51 Argonlinien zwischen 3948—8521, 18 Kryptonlinien zwischen 4273—7601 und 12 Xenonlinien zwischen 4500—4923 im Anschluß an die rote Kadmiumlinie. Die Röhren, die mit Kadmiumdampf oder einem Edelgas gefüllt waren, brannten mit 10—30 mAmp. und hatten Aluminiumelektroden. Die meisten Linien wurden auf ein oder zwei Tausendstel Å genau gemessen. Der Unterschied der gefundenen Werte gegenüber Fabry-Buisson und Meißner betrug 2/1000 bis 3/1000 Å. Meggers und Burns (53) maßen mit Etalons verschiedener Dicke 13 Kadmiumlinien zwischen 2981—6438. Variationen der Temperatur des Geißlerrohres von 250—320°, der Stromstärke von 20—2000 mAmp. und des Gasdruckes von 0,005 mm bis zu mehreren Zentimetern ergaben keine systematischen Verschiebungen der Kadmiumlinien gegen die Neonlinien. Der wahrscheinliche Fehler der Messungen wird bei den meisten Linien kleiner als 0,001 Å gefunden. Manche Linien wurden 40—50 mal beobachtet in verschiedener Zusammenstellung der Etalonplatten wie Nickel auf Quarz, Kupfer auf Glas, dünn Nickel auf Quarz und Nickel auf geschmolzenem Quarz. Meggers und Burns verglichen auch Neonlinien bei Veränderung des Gasdruckes von 0,1 mm bis zu mehreren Zentimetern mit der roten Kadmiumlinie; die Linien änderten ihre Wellenlänge nicht mehr als 1 : 10 000 000, also etwa um 0,0001 Å. Meggers, Kiess und Burns (54) maßen weiter (1923) 159 Eisenlinien im Bereiche zwischen 3370—6678, darunter 84 internationaler Sekundärnormalen. Für 23 Linien der Gruppe c und d ist die Differenz Sekundärnormale minus neue Werte durchschnittlich 0,0072 Å, für die Gruppe a und b sind 44 Linien im Durchschnitt um 0,0029 kleiner als die Sekundärnormalen. Benutzt wurde eine Bogenlänge von 12 mm mit 5 Amp., hergestellt durch zwei Eisenstäbe von 7 mm Durchmesser. Aus dem äquatorialen Teile wurde ein Stück von 1,5 mm ausgeschnitten, entsprechend der neuen Vorschrift der IAU. Als Kadmiumlichtquelle diente ein Michelson-Rohr. Der wahrscheinliche Fehler war kleiner als 0,0007 Å. Meggers und Kiess (55) maßen ferner 161 Eisenlinien zwischen 5535—8824, von denen 75 oberhalb 6750 Å liegen. Der Eisenbogen brannte jetzt mit 6 mm Länge, aus der 2 mm ausgeschnitten wurden; sonst war die

Anordnung die gleiche wie früher. Der wahrscheinliche Fehler betrug 0,001 Å. Bei einem 12 mm Bogen fanden Meggers und Kiess bei der Gruppe b zwischen 6027 und 6678 gegenüber der IAU. eine systematische Abweichung von 0,0049 Å, beim 6 mm Bogen sind 14 Linien im Durchschnitt 0,0044 Å kleiner. Die Differenz gegen Burns ist im Durchschnitt ± 0,002 Å.

Burns, Meggers und Kiess maßen sodann im Alleghany-Observatorium (56, 57, 58, 59) die Linien des Fraunhoferschen Spektrums der Sonne im Bereiche 3592—7148 Å. Die Absorptionslinien wurden mit den roten Neonlinien verglichen, deren Werte den Untersuchungen von Burns, Meggers und Merrill entnommen wurden. Die Neonlampe hatte Aluminiumelektroden von 25 mm Durchmesser. Die Kapillare war 10 cm lang und hatte einen Durchmesser von 2,5 mm. Die Röhre wurde mit ca 50 mAmp. bei 5000 Volt betrieben und senkrecht zur Kapillare benutzt. Der wahrscheinliche Fehler betrug ± 0,001 Å, bei 25 % der Linien auch mehr. Das Sonnenspektrum wurde am Schluß noch mit einem Vakuumeisenbogen verglichen. Dabei wurde der Eisenbogen so kurz exponiert, daß nur die stärksten Linien auf die Platte kamen. Auf diese Weise fielen die Emissionslinien in die breiten Absorptionslinien des Sonnenspektrums und konnten gut gemessen werden. Der Eisenbogen, der auch Titan enthielt, brannte mit 6 Amp. und weniger. Im Anschluß daran maßen Burns und Walters (60) 600 Linien des Vakuumeisenbogens zwischen 2762—8824 Å. Etwa weitere 1200 Wellenlängen zwischen 2100 und 9000 Å sind daran anschließend berechnet worden. Der Eisenbogen brannte mit 4—5 Amp., auch 6 Amp. wurde einige Zeit benutzt, für den grünen und roten Teil wurden 11 Amp. nötig befunden, und für die längsten Wellenlängen 8 Amp. Das mittlere Viertel eines 10 mm Bogens wurde ausgeschnitten. Eine Untersuchung zeigt, daß keine Änderungen der Wellenlänge zu befürchten sind, wenn der Vakuumbogen von 12 mm Länge und 4 Amp. bis auf 6 mm und 16 Amp. variiert wird. Die mittlere Differenz der beobachteten minus den (aus den Termen) berechneten ist 4 : 10 000 000 bei 36 Linien, die ein- bis viermal beobachtet, und 2 : 10 000 000 für 82 Linien, die fünf- oder mehrmals beobachtet wurden. In der nächsten Arbeit bringt Burns (61) zunächst die Korrektionen für seine älteren in Bonn (70, 71) ausgeführten Messungen im Anschluß an die von der IAU. angenommenen Eisennormalen. Neu gemessen werden Eisenlinien in Luft von 3719—5051 mit Elektroden, die 1 % Eisen in Kupfer enthalten mit einem 10 mm Bogen bei 7 Amp. und einem 2 mm Bogen bei 8 Amp., weiter unter Benutzung eines längeren Kupferbogens mit etwas Eisen — alle drei mit einem 10-mm-Etalon. Weiter maß Burns Eisen in Kohleelektroden mit 3—15 mm Etalonabstand und vergleicht alle Resultate. Anschließend maß er auch die Linien des Titanbogens in Luft und Vakuum zwischen 4055 und

6366 Å mit einem Etalonabstand von 10 mm. Die untere Elektrode war aus Kohle hergestellt mit pulverisiertem metallischen Titan. Der Bogen war 10 mm lang und brannte mit 6 Amp. im Vakuum und 5 Amp. in Luft. Weiter maß Burns 25 Vakuumbogenlinien von Calcium zwischen 5265 und 8662. Die untere Elektrode war aus Kohle gespeist mit Calcium, die obere aus Kupfer. Als Bezugslinien dienten immer die Neonlinien. Dann folgt eine Tabelle von 22 Verunreinigungslinien im Spektrum des Vakuumeisenbogens. Burns stellte Vergleiche an, indem er verschiedene Bogenlängen und Stromstärken verwendet und die Wellenlängen der Linien der Verunreinigungen mit den Standardwerten der IAU. aus 1928 zusammenstellt. Bei Messungen von Eisenbogenlinien in Luft und Vakuum ergibt sich ein Einfluß des Druckes, der im Durchschnitt 0,0025 Å beträgt. Am Schluß der hier referierten Arbeit behandelt Burns die Messungen des Vakuumbogens als Standardwerte, bei denen die Stromstärke von 16 bis 4 Amp. variiert, was bei den meisten Linien von ganz geringem Einfluß ist. Burns und Walters (62) maßen weiter Vakuumbogenlinien des Kupfers und verglichen sie mit Neonlinien. Die obere Elektrode ist Kupfer, die untere Eisen; der Bogen wurde mit 4—6 Ampère gebrannt. In einer anderen Arbeit (63) maßen Burns und Walters die Vakuumbogenlinien des Eisens von 2200—8800; diese wurden mit Hilfe des Interferometers zwischen den Wellenlängen des Eisens und Kupfers aus den Jahren 1929 und 1930 interpoliert. Zwischen 2800 und 3800 Å wurde direkt zwischen den Eisenlinien von 1929 interpoliert, von 2150—2600 Å wurden die (aus den Termen) berechneten Werte als Standards ergänzt durch einige Kupferlinien. Die berechneten Wellenlängenwerte wurden durchweg um 0,001 Å erhöht mit Rücksicht auf die früher zwischen den errechneten und gemessenen Werten gefundene Differenz. Mit Jackson verglichen waren diese Werte nahezu korrekt. Kiess (64) maß über 311 Vakuumbogenlinien des Titans zwischen 6743—2941 Å für viele mit einer Genauigkeit von 1 : 6 000 000, für die Mehrzahl mit 1 : 4 500 000. Gegenüber Brown 1922 (30), der 100 Linien von 4263 bis 6261 im Anschluß an die rote Kadmiumlinie interferometrisch gemessen hatte und gegenüber Crew (72), der mit einem Plangitter hoher Dispersion von 3653—6366 gemessen hatte, bestehen Differenzen, die kurz erwähnt seien. Von 4562—5200 besteht zwischen Kiess und Brown die mittlere Differenz + 0,001 Å; die meisten Verschiedenheiten sind kleiner als 0,003, jedoch ist diese Abweichung nicht systematisch. Von 5200—5800 ist die mittlere Differenz gleich — 0,001 und von 5800 aufwärts sind Browns Werte systematisch größer. Von den Werten Crews kann man nur die Linien von 3653 bis 4263 zum Vergleich heranziehen, da die übrigen Linien an Browns Resultate angeschlossen sind. Vergleicht man die Werte von Kiess mit denjenigen von Crew, so findet man eine linear wachsende Ver-

schiedenheit von — 0,005 Å bei 3653 bis + 0,002 Å bei 3800. Von 3800—4000 ist sie + 0,002, bei 4000 beträgt die Differenz + 0,010 und fällt dann linear auf — 0,010 bei 4263. Dann mißt Kiess noch 59 Eisenvakuumlinien von 5372—3021, 26 Kupferlinien, 2 Aluminium-, 14 Barium-, 3 Chrom-, 3 Mangan-, 7 Nickel-, 2 Sodium- und eine Vanadiumlinie.

Humphreys (65) mißt 46 Kryptonlinien von 8929—4274 und 49 Xenonlinien von 9163—3951 im Anschluß an die von Burns 1918 bestimmten Neonlinien. Die Fehler betragen nur wenige zehntausendstel Angström-Einheiten. Die Zusammenstellung der drei Kryptonlinien 5871, 5570 und 5562 mit Jackson 1932 zeigt abweichende Resultate. Humphreys und Meggers (66) geben 538 Xenonlinien zwischen 3340—11 141 an, von denen 130 interferometrisch gemessen wurden. Als Bezugslinien dienten die internationalen Eisenstandards. Die interferometrisch gemessenen Wellenlängen sind auf ein oder zehntausendstel Å angegeben. Meggers und Humphreys (67) vergleichen mit der Kadmiumlinie 6438,4696 3 Helium-, 172 Neon-, 87 Argon-, 55 Krypton- und 130 Xenonlinien. Die Edelgase waren in einer Geißlerröhre mit einer Kapillare von etwa 1 mm Durchmesser, die mit 10—20 mAmp. betrieben wurde. Mit Hilfe der roten Kadmiumlinie messen sie einige Linien als Sekundärstandards aus, die sie dann in einzelnen Gebieten des Spektrums als Bezugslinien benutzten, darunter 24 im Orange und Rot gelegene Neonlinien und 10 blaue Kryptonlinien. Für diese wurden die von der IAU. adoptierten Zahlen angenommen. Neu gemessen wurden 172 Neonlinien von 4334—9665, deren Übereinstimmung mit Jackson genau ist bis auf eintausendstel, meist bis auf wenige zehntausendstel Å. Ungenau ist nur der Wert für die Linie 6402. Sie finden hierfür auf Kadmium bezogen 6402,248, auf Neon bezogen 6402,247, während Jackson 6402,2461 und das Bureau of Standards 6402,2455 angeben. Dann folgen 87 Argonlinien von 3948—10 470 Å, die mit Meggers 1921 und Meißner 1916 oft um 1/1000 bis 2/1000 Å abweichen. Bei den 55 Kryptonlinien von 4273—9751 Å ist die Übereinstimmung mit Jackson wieder sehr gut, während sich gegen Meggers 1921 und gegen Humphreys 1930 Abweichungen von ein- bis zweitausendstel Å ergeben. Bei den 130 Xenonlinien zwischen 3948—9923 kann man dasselbe feststellen. Für die drei Heliumlinien geben Humphreys und Meggers an 10 829,081; 10 830,250 und 10 830,341, während Ignatieff 1914 10 829,11 und 10 830,32, letzteren Wert für den Trabanten gefunden hatte.

Meggers (68) berichtet 1935 über Messungen im ultraroten Eisenspektrum. In dem Gebiet von 7164—10 216 hat er 91 Linien ausgemessen. Als Bezugslinien benutzte er die im Gelb und Orange gelegenen Linien des Neons, erzeugt durch eine Geißlerröhre mit Hochspannung. Mit dem kurzen 6-mm-Bogen erhielt Meggers keine

guten Resultate über 9000 Å, wenn er eine zentrale Zone von 2 mm ausschnitt. Da er stets den gleichen Bogen benutzen möchte, unterließ er der Lichtstärke wegen die Abblendung, benutzt also auch das Licht der in der Nähe der Pole gelegenen Bogenteile. Es gelang so, Interferenzbilder aller starken Eisenlinien bis zu 10216 Å aufzunehmen.

Aus dieser Zusammenstellung der verschiedenen Arbeiten ergibt sich 1. eine Begründung meiner Ausführungen über die Primärnormale und die Sekundärnormalen, 2. zeigt sich die große Variation der einzelnen Meßverfahren, aus denen schließlich durch Mittelbildung die Sekundärnormalen gewonnen wurden. Ich begründe dies, indem ich aus der großen Zahl der nach der Methode der Interferenzringe gemessenen Elemente das Eisen und das Neon herausgreife und daran die Eignung der Lichtquellen zur Verwendung als sekundäre und tertiäre Normalen prüfe.

Es soll sich dann eine kritische Prüfung der zur Messung benutzten Versuchsanordnungen anschließen. Ich beziehe mich dabei auf die vorstehend im Auszuge referierten Untersuchungen.

Die Lichtquellen zur Normalenbestimmung.

Eisen.

Eingehende Untersuchungen haben gezeigt, daß beim Eisenbogen Linienverschiebungen auftreten, wenn man das Licht verschiedener Teile des Bogens benutzt. Hierhin gehört besonders der sogenannte Poleffekt. Ferner sind von Bedeutung der Einfluß des Druckes und der Stromstärke. Ein großer Teil der Abweichungen der Messungen der verschiedenen Beobachter erklärt sich dadurch, daß die hier genannten Faktoren nicht stets konstant gehalten wurden oder konstant gehalten werden konnten. Man hatte zunächst angenommen, daß bei der Benutzung der Mitte eines Pfundbogens von 6 mm Länge bei 6 Amp. Stromstärke die genannten in älterer Zeit kaum berücksichtigten Einflüsse ausgeschieden würden; allein St. John und Babcock zeigten schon 1917 (33), daß dies nicht der Fall ist, und daß man nur einwandfreie Resultate erhält, wenn man engere Vorschriften macht, also etwa einen Pfundbogen von 12 mm Länge mit 5 Amp. benutzt, aus dessen Mitte man einen Streifen von 1,25 mm ausschneidet. Bei Linien der Gruppe a, b und c ist diese Vorsichtsmaßregel nicht so wichtig wie für die Gruppen d und e, für die sie streng eingehalten werden müssen, wie St. John und Babcock an der genannten Stelle zeigen. Die IAU. (74) hat daher diesen sogenannten Pfundbogen 1922 als Norm vorgeschrieben. Der so definierte Bogen ist auch seit jener Zeit im sichtbaren und ultravioletten Gebiet ausschließlich benutzt worden, wenigstens wenn die Lichtstärke

ausreichte. Kleine Änderungen wie Verlängerung des Bogens, Verkleinerung des Ausschnittes oder Verringerung der Stromstärke, wie manche Beobachter sie vornahmen, scheinen auf die Genauigkeit keinen Einfluß zu haben. Auffällig ist, daß die mit diesem Normalbogen erzielten Werte gut mit den Messungen von Burns (45, 46) im Bereiche oberhalb 3200 Å übereinstimmen, obwohl Burns den Poleffekt nicht in der vorgeschriebenen Weise eliminierte. Er arbeitete allerdings nur mit 3,6 Amp., benutzte aber eine Bogenlänge von 1,5—5 mm, meist weniger als 4 mm. Der Schluß liegt nahe, daß der Poleffekt bei geringeren Stromstärken abnimmt. Pfund (17) stellt fest, daß man Linien von großer Homogenität und Schärfe besonders im Ultravioletten erhält, wenn man nur einen Eisenpol verwendet und statt des negativen Eisenpols Kohle verwendet, wodurch der Bogen allerdings bedeutend lichtschwächer wird; dafür nimmt die Interferenzfähigkeit zu. Diese Tatsache war den Praktikern übrigens seit langer Zeit bekannt. Hier liegt es nahe, die stark verminderte Dampfdichte zur Erklärung der Schärfe der Linien heranzuziehen. Bei Beachtung der internationalen Bedingungen sind die Cyanbanden so schwach, daß sie photographisch nicht zur Wirkung kommen und daher keine Komplikationen verursachen, wie viele, z. B. Pfund (17), Wallerath (27) und Pressentin (29) festgestellt haben. Inwieweit Druck- und Poleffekt im Ultravioletten von Einfluß sind und wann sie eliminiert sind, ist bis heute noch nicht interferometrisch untersucht worden. Um den Einfluß der Beimengung anderer Elemente auf die Schärfe der Eisenlinien zu prüfen, untersuchte Burns 1930 (61) drei verschiedene Zusammenstellungen: 1 % Eisen in Kupfer, eine Spur Eisen in Kupfer und Eisen in Kohlenstoff in dem Gebiet von 3719—5051 Å. Er findet besonders scharfe Linien mit praktisch gleichen Wellenlängen. Es liegt nahe, diese Schwierigkeiten dadurch zu vermeiden, daß man einen Bogen unter vermindertem Druck (Vakuumbogen) benutzt. In der Tat ist ein solcher Bogen oftmals benutzt und auch empfohlen worden, wie auch die Emission des Eisendampfes in evakuierten Heizofen, System King. Besonders Burns (60, 61, 63, 64, 30) hat diese Lichtquelle zu interferometrischen Messungen benutzt. Wie jedoch die meisten Beobachter festgestellt haben, brennt dieser Bogen sehr instabil. Hierzu kommt bekanntlich der Druckeffekt (Humphreys-Effekt), der für jede Linie verschieden ist. Endlich ist die Lichtstärke für viele Zwecke zu gering. Diese Schwierigkeiten sind besonders störend im Gebiet des Ultrarot. Die meisten Beobachter sehen darum sogar in diesem Spektralbereich von der Benutzung eines „Pfund"-Bogens ab, trotzdem anscheinend der Poleffekt und der Druckeffekt mit längeren Wellen zunehmen. In der Regel wurde ein 6 mm 6 Amp. Bogen verwendet, obwohl Meggers und Kiess 1923 fanden, daß gerade dieser Bogen am negativen Pol bedeutend lichtstärker ist, was zu störenden, asymmetrischen

Linienverbreiterungen führt. Dasselbe fand L. Schmitz (Dissertation, Bonn 1934). Der Kohle-Eisenbogen bot keine Vorteile und der Vakuumbogen war zu lichtschwach und brannte zu instabil. Schmitz benutzte daher zu seinen Gitteraufnahmen einen Pfundbogen von 10—12 mm Länge mit 4—4½ Amp., aus dem er 4 mm Breite ausschnitt. Zu Gitteraufnahmen mag dieser Bogen ausreichen, bei interferometrischen Messungen trifft dies jedoch nicht zu. Vielleicht erklärt sich ein Teil der Abweichungen der verschiedenen Messungen im Rot und Ultrarot aus der mangelnden Definition der Lichtquelle. Das von Meggers (68) benutzte Verfahren ist oben bereits geschildert worden. Wieweit sich das Verfahren von Meggers als empfehlenswert erweist, muß erst noch durch weitere Untersuchungen geklärt werden. Die Schwierigkeiten, die der Eisenbogen im Ultraviolett aufweist, sind ebenfalls sehr groß und bedürfen weiterer Untersuchungen. In dem mittleren Teil des Spektrums scheint jedoch der normierte Eisenbogen zu genügen, so daß die dort noch bestehenden Differenzen zwischen den Messungen der verschiedenen Beobachter nicht auf die Lichtquelle zurückgeführt werden können.

Neon.

Nach den Eisenlinien hat man am meisten die Neonlinien als Normalen gemessen und häufig als Bezugslinien benutzt. Die einzelnen Typen der Lampen scheinen auf die Wellenlängen wenig Einfluß zu haben, da eine Reihe von Beobachtern mit verschiedenen Lampen gleiche Wellenlängenwerte erhielten. Ein Zweifel an der Brauchbarkeit ist nicht geäußert worden, bis Nagaoka 1932 (99) sie für ungeeignet erklärte. Er behauptet, daß die Neonlinien leicht Selbstumkehrungen zeigen und dazu ausgeprägte Feinstruktur besitzen. Jede Linie besteht mindestens aus 2 Komponenten, die den beiden Neon-Isotopen 20 und 22 entsprechen. Die Selbstumkehr setzt Verbreiterung voraus und bewirkt bei end-on Beobachtung leicht Asymetrien, die Nagaoka tatsächlich auch bei fast allen Linien findet. Kühlt man eine Neonröhre mit flüssiger Luft, so findet man jede Linie infolge des Isotopieeffektes doppelt. Die eine Komponente ist allerdings sehr viel schwächer als diejenige des zweiten Isotops und ist vor Nagaoka nicht beachtet worden. Die Photogramme geben mit dem Interferometer gemessen bei einer Etalondicke von 3—4 cm und bei gewöhnlicher Temperatur Fransen, die nach der Seite der kürzeren Welle abschattiert sind. Bei der Prüfung mit dem Mikrophotometer waren die Fransen bei normaler Temperatur breiter als bei Kühlung des Rohres und zeigten Asymetrie. Ein Vergleich der Messungen bei gewöhnlicher Temperatur und Benutzung einer in flüssige Luft eingetauchten Röhre zeigten Verschiedenheiten von 1/1000 bis 2/1000 Å. Wenn die Röhre senkrecht zur Achse benutzt wurde, fand Nagaoka es nicht möglich, die Tau-

sendstel zu messen. Vielleicht sind die Unterschiede der verschiedenen Messungsreihen wenigstens zum Teil auf die von Nagaoka angeführten Umstände zurückzuführen. Für die gelbe Linie bei 5852, die hell ist und auch sehr oft als Bezugslinie benutzt wurde, fand Nagaoka Komponentenabstand gleich 26/1000 Å. Gerade diese Linie hat aber auch Monk (32) neben der Linie 5881 für unsicher gemessen erklärt. Nagaoka ist der Meinung, man könne die Neonlinie 5852 dennoch als Normale benutzen, da es möglich sei, nur eine Komponente zu messen. Ornstein und Vreeswijk (100) fanden für die Linien 5852 bzw. 6402 Isotopenabstände von 0,030 bzw. 0,029 Å bei nicht gekühlter Röhre, was einigermaßen mit Nagaoka übereinstimmt. Durch Photometrierung erhalten sie ein Intensitätsverhältnis von Ne 20 : Ne 22 = 10 : 1. Bei 12 weiteren untersuchten starken Neonlinien im Bereich von 5852—6507 Å findet Nagaoka Komponentenabstände von 24 bis 68 mÅ. Im Gegensatz hierzu findet Monk (85) dadurch, daß er die rote Kadmiumlinie an verschiedenen Neonlinien anschließt, stets den gleichen Wert 6438,4696 ± 0,0003. Daraus folgt, daß die angenommenen Werte der Neonlinien innerhalb dieser Fehlergrenze richtig sein müssen. Die oben bereits erwähnten Linien 5852 und 5881 sind hiervon ausgenommen. 1934 untersuchte Jackson (42) die Neonlinien nochmals und kommt zu dem, bei der Besprechung seiner Arbeit oben angegebenen Resultat (Seite 32 dieser Arbeit), das für die Brauchbarkeit sogar der Linie 5852 spricht. Im Ganzen scheinen die Neonlinien trotz der Befunde von Nagaoka für die Interferometermessungen brauchbar zu sein; vielleicht werden bei dem Interferometerverfahren die schwachen Komponenten ausfallen. Die Abweichungen in den Messungen der Neonlinien können also jedenfalls nicht ganz durch die Lichtquelle erklärt werden.

Faßt man das Resultat aus den Erfahrungen mit diesen beiden Elementen zusammen, so sieht man, daß beide Lichtquellen keineswegs als ideale Normallichtquellen betrachtet werden können. Ebensowenig kommen aber auch die übrigen bisher in dieser Richtung untersuchten Elemente in Frage. Es zeigt sich, daß man ganz bestimmte, übrigens nicht im ganzen Bereich des Spektrums ausreichende oder durchführbare Rezepte vorschreiben muß, um eine reproduzierbare Serie von Wellenlängen zu erhalten, die die Bestimmung von Wellenlängen gestatten, die die Tausendstel richtig haben. Man geht daher kaum fehl in der Annahme, daß Messungen in der vierten Stelle hinter dem Komma nur in Ausnahmefällen möglich sind und daß ein großer Teil der Abweichungen der Messungsergebnisse der verschiedenen Beobachter auf diese Unbestimmtheit der Normallinien selbst zurückzuführen ist. Es ist eine offene Frage, ob sich dieser Mangel in einer den Anforderungen der Praxis genügenden Weise beheben läßt. Sicher ist jedoch, daß neben

dem Einfluß der Beschaffenheit der Lichtquelle noch ein Einfluß der Apparatur und der benutzten Meßmethode besteht, der von einer ähnlichen Größenordnung ist wie jener erste Fehler. Wir wollen uns nunmehr diesem zuwenden und dabei auch die Frage erörtern, ob sich die beiden Fehlerquellen trennen lassen. Eine genaue Studie der Fehlerquellen der von ihm benutzten Apparatur hat B. Pape (Dissertation, Bonn 1934) gemacht. Für Einzelheiten der folgenden Ausführungen sei auf sie verwiesen.

Die Interferenzapparatur.

Das Interferometer.

Die Apparatur besteht in jedem Fall grundsätzlich aus zwei Teilen, von denen der eine die Interferenzringe erzeugt und abbildet, der andere zur spektroskopischen Zerlegung dient. Von dem ersten Teil sei ausgegangen und zunächst das Interferometer behandelt, das ja allen gemeinsam ist. Eine Durchbiegung der Platten, die oft genug beobachtet worden ist, bewirkt ein Unscharfwerden der Ringe. Gute, völlig kreisrunde Interferenzringe sind sehr schwer zu erhalten, weil eine hohe Vollkommenheit der Platten dafür Voraussetzung ist. Eine Verzeichnung der Interferenzringe braucht aber nicht allein auf Durchbiegung der Platten oder Mängel der Schleifflächen zu beruhen, sie kann auch durch Mängel des Metallbelages bewirkt werden. Es erscheint kaum möglich, den Betrag des Fehlers abzuschätzen, der durch derartige Mängel des Interferometers hervorgebracht werden kann. Nimmt man etwa an, es werde ein 5 cm Etalon benutzt, so entspricht einem lokalen Fehler von 1×10^{-5} mm bei der Wellenlänge 5000 Å bereits eine Abweichung des Ringes, die ein Tausendstel Å entsprechend ist. Ob ein Fehler von 1×10^{-5} mm an einer Stelle vorliegt, kann nicht direkt gemessen werden, sondern wird indirekt wieder aus den Interferenzringen erschlossen. Die Praxis zeigt, daß ein Ring, der etwa eine theoretische Halbbreite von 0,08 mm besitzt, durch die Fehler des Etalons um 25 % verschlechtert werden kann, ohne daß dies bemerkt wird.

Linsen, Spiegel und Spalt.

Weiterhin werden die Interferenzringe in dem Interferometer mit Hilfe von Linsen oder Hohlspiegeln erzeugt. Der erste Spiegel, bzw. die erste Linse wirkt als Sammellinse. Jedem System paralleler Strahlen entspricht für eine bestimmte Wellenlänge ein Ring, so daß das Interferometer selbst aus dem auffallenden Strahlenbündel die zusammengehörigen parallelen Strahlen aussondert. Es ist infolgedessen ohne Belang, ob die erste Linse (Spiegel) mit Fehlern behaftet ist (chromatische, sphärische), da von selbst immer nur parallele Strahlen zur Interferenz gelangen.

Dagegen hat der zweite optische Apparat, der die im Unendlichen erscheinenden Interferenzringe auf die Spaltebene oder Platte abbildet, den größten Einfluß auf die Beschaffenheit der Ringe, deren Bilder ausgemessen werden sollen. Zunächst geht die Brennweite dieses Systems unmittelbar in die Berechnung ein. Bei der Verwendung von Spiegeln fehlt der Chromatismus. Bei der Anwendung von Linsen ist jedoch eine genaue Kenntnis des chromatischen Korrektionszustandes der Linse erforderlich. Es genügt nicht einen „Achromaten" zu benutzen. Aus den in der Literatur enthaltenen Angaben ist in der Regel nicht zu entnehmen, wie genau der benutzte Achromat und für welche Gebiete er korrigiert war. Es fehlt damit ein wesentliches Moment für die Beurteilung der Genauigkeit der Messungen. Der Fehler kann bei der Benutzung benachbarter Linien im Spektrum verschwinden. Um so wichtiger ist er, wenn Linien mit großen Wellenlängenabständen verglichen werden müssen.

Der nächstliegende Weg, um den Einfluß von Fehlern in der Brennweite zu beurteilen (mangelnde Achromasie der abbildenden Optik) würde sein, eine Formel zu wählen, in die die Brennweite direkt eingeht, und zuzusehen, wie groß der Einfluß eines bestimmten Fehlers in der angenommenen Brennweite bei der Berechnung einer Wellenlänge gegen eine bekannte ausfällt. Es wird sich freilich zeigen, daß man auf diesem Wege zu unbrauchbaren Resultaten kommt, weil die stillschweigende Annahme gemacht wird, daß die beiden zu vergleichenden Ringsysteme gleichzeitig scharf abgebildet seien. Immerhin ist der Versuch lehrreich. Man nehme also etwa die oft benutzte Formel von Meißner (22), in die die Brennweite eingeht. Es sollen die Wellenlängen 6000 Å und 3000 Å verglichen werden und zwar mit Hilfe zweier Ringe gleichen Durchmessers. Man erhält dann die gesuchten Fehler, wenn man annimmt, die Brennweite sei für das eine Ringsystem (λ 6000 Å) richtig ermittelt, für das zweite jedoch infolge der Chromasie um einen bestimmten Betrag unrichtig und dann die Differenz bildet. Der Fehler sei im ersten Beispiel gleich 1 mm, im zweiten 0,005 mm. Berechnet man die zweite Wellenlänge (richtig λ 3000 Å) aus 6000, so findet man, je nachdem man Linsen mit den Brennweiten 250 mm, 500 mm und 1000 mm verwendet, die folgenden Wellenlängen:

F	250	500	1000
+ 1 mm . . .	λ 2988	λ 2894	λ 2997
+ 0,005 mm .	λ 2999,94	λ 2999,97	λ 2999,985

Umgekehrt müßte man also F = 250 mm auf 0,00002 mm, F = 500 mm auf 0,00004 mm und F = 1000 mm auf 0,00007 mm messen, um 0,0002 Å richtig zu erhalten. Es bedarf keiner Erwäh-

nung, daß eine solche Bestimmung unmöglich sein würde, da weder F so genau definiert ist, noch die Fokalebene (Spaltebene).

Nun verfährt man tatsächlich auch anders. Falls eines der beiden Ringsysteme — in der Regel wird für beide das Gleiche zutreffen — nicht genau in der Brennebene liegt, die der betreffenden Wellenlänge zukommt, so zeigt sich die mangelnde Fokussierung in einer Unschärfe der Abbildung. Diese ist für geringe Ringdurchmesser symmetrisch und für große Einfallswinkel unsymmetrisch. Man hat daher zu erwarten, daß der Fehler infolge der restlichen Chromasie verringert wird, wenn man statt der Brennweite die Ringdurchmesser einführt, und daß er sich verringert für diejenigen Rechenverfahren, die nur die innersten Ringe verwenden. Dies zeigt sich schon, wenn man die Rechenweise von Fabry-Perot (5, 6) anwendet. Die entsprechenden Fehler betragen dann (1 mm Fokusdifferenz) 0,003 bzw. 0,00036 und 0,000048 Å.

Pape (78) hat diesen Punkt eingehend diskutiert (Seite 14 ff). Er hat dazu auch für den von ihm benutzten Achromaten die Farbkurve nach dem Verfahren von Hartmann genau bestimmt. Er findet, daß, auch wenn die Brennweite durch Mittelbildung über verschiedene Linien gemessen und für diese indirekt berechnet wird, etwa bei 3300 Å einem Brennweitenfehler (im Mittel) ein Fehler der Wellenlänge bei F = 250 mm von 0,002 Å entspricht. Hiermit ist eine zweite Grenze für die Steigerung der Genauigkeit gegeben, da man die Brennweite nicht genauer als höchstens auf 0,1 mm definieren und messen kann.

Das hier Gesagte soll im folgenden noch etwas weiter ausgeführt werden.

Stellt man den Spalt so genau wie möglich, z. B. auf die Brennweite der roten Kadmiumlinie ein, so erhält man für diese Linie scharfe Interferenzringe, während alle übrigen Linien je nach dem Grad des chromatischen Fehlers unscharfe Interferenzen liefern. Die Einfallswinkel bleiben aber gleich und somit ihr Kosinus, so daß man sie auch aus den unscharfen Bildern der Interferenzringe, wenn auch ungenauer, berechnen kann, indem man für die Brennweite denselben Wert wie für die rote Kadmiumlinie einsetzt. Diesen Wert kann man durch verschiedene Aufnahmen berechnen. Ein Beispiel für ein solches Verfahren gibt Wallerath (27). Es ist also möglich, mit Hilfe der unscharfen Interferenzringe zu messen, indem man eine mittlere Brennweite benutzt. Man hat auf allerlei Weise versucht, die Schärfe und Symmetrie der Interferenzringe zu verbessern. So benutzte z. B. Eversheim (11 p. 832) starke Abblendung, damit Symmetrie des Strahlenganges zu eine durch den Hauptpunkt der Linse gehenden Achse stattfindet. Allein dies Mittel hat andere Unbequemlichkeiten zur Folge. Zu dem Einfluß der chromatischen Aberration gesellt sich die Schar der übrigen Abbildungsfehler, die

bewirken, daß die Schärfe der Ringe in verschiedenen Winkeln zur Achse verschieden ausfällt, oder daß die Ringe keine vollkommenen Kreise sind. Endlich ist die Lage und Justierung der Blenden von Einfluß. Je nach der gesamten Versuchsanordnung fallen die Einzelresultate verschieden aus, wie z. B. Pape für den von ihm geprüften Apparat zeigt. In jedem Falle läßt sich der Effekt als ein Fehler in der Definition der Interferenzringe und damit im Werte ihres durch Messung bestimmten Durchmessers auffassen. Wie groß dieser Anteil des Fehlers in jedem einzelnen Falle ist, kann nicht allgemein angegeben werden. Wohl aber läßt sich der sichere Schluß ziehen, daß die oben für den Fall idealer Abbildung gefundenen Optima der Einstellung und damit der Wellenlängenbestimmung eine obere Grenze darstellen, die nicht erreicht, geschweige übertroffen werden kann, und daß damit auch für jede interferometrische Messung eine bestimmte obere Genauigkeitsgrenze bestimmt ist, die im allgemeinen mehrere Einheiten der vierten Stelle beträgt.

Bei der Benutzung von Spiegeln fällt natürlich der Chromatismus fort und man erhält, wenn dieser Spiegel eine genügend große Brennweite hat und eine verhältnismäßig kleine Öffnung, keinen der hier erörterten Abbildungsfehler. Allerdings muß man andere Fehler dabei in Kauf nehmen, insbesondere die mit einer großen Winkeleinstellung zur Achse schnell wachsende Aberration.

Prismenspektrograph.

Wir wenden uns nun zu dem dispergierenden Teil der Versuchsanordnung und beginnen mit einem Prismenapparat. Der Spalt möge zunächst sehr schmal sein, so daß die Ringe als Interferenzpunkte in der Abbildungsebene erscheinen. Ein Optimum der Abbildung bei Prismen setzt nun bekanntlich voraus: 1. Paralleler Strahlengang im Prisma; 2. Benutzung des Prismas in der Nähe des Minimums der Ablenkung; 3. Strahlengang in der Nähe eines Hauptschnittes. Bei nicht parallelem Strahlengang durch das Prisma tritt außer in der Minimalstellung und für enge Bündel stets Astigmatismus auf. Es sei zuerst angenommen, daß der Kollimator vollkommen sei, also frei von Farb- und Schärfenfehlern und der Sinusbedingung genügend. Auch sei das Kameraobjektiv von chromatischen Fehlern frei. Selbst in diesem günstigsten Falle, in dem das Spektrum in einer senkrecht zur Kameraachse stehenden Ebene erscheint, wird dies bei den ultravioletten Wellenlängen lange nicht mehr der Fall sein, da sie mit einem geringeren Inzidenzwinkel einfallen müssen, um für sich das Minimum der Ablenkung zu erreichen.

Unter dieser Voraussetzung sind so in erster Linie die folgenden Abbildungsfehler von Bedeutung. 1. Die Linien des Spektrums sind bekanntlich gekrümmt, um so stärker, je größer die Ablenkung der abbildenden Strahlen und je größer die Winkel der abbildenden

Strahlen mit dem Prismenhauptschnitt sind. Die zugehörigen Formeln findet man in den optischen bzw. spektroskopischen Handbüchern, z. B. von Kayser (73). Das Bild der von dem Spalte ausgeschnittenen Interferenzringe besteht in der Kamera aus einer Kette von punktähnlichen Streifen, die angenähert auf einem senkrecht zur Mittellinie gelegenen Kreisbogen sich befinden. Einen Begriff von der Größe dieser Krümmung, die von der Wellenlänge abhängig ist, mag ein Beispiel geben. Bei der Apparatur des Bureau of Standards mit einem Kameraobjektiv von 800 mm Brennweite und einem Steinsalzprisma von 60° beträgt für λ 7000 Å der Krümmungsradius etwa 232 cm, für λ 3000 Å etwa 202 cm. Dies ist unter den Voraussetzungen der benutzten Apparatur ohne Einfluß auf die Messung des Abstandes zweier korrespondierender Ringausschnitte. Wird jedoch größere Dispersion benutzt (was bei linienreichen Spektren zur Trennung der Linien erforderlich ist) und geht man zu Ringen höherer Ordnung über, so wird die Krümmung störend und muß bei der Messung der Ringdurchmesser berücksichtigt werden. 2. Außerhalb des Minimums bewirkt der schiefe Durchgang der Strahlen durch das Prismensystem, daß die Abbildung in der Kamera nicht mehr durch achsenparallele Bündel, sondern durch schief die Linse durchsetzende Bündel erfolgt. Die Abbildung außerhalb des Mittelpunktes der Platte erfolgt daher mit allen Fehlern, die dem geschilderten Strahlengang eigen sind. Hierzu gehört insbesondere auch ein gewisses Maß von Astigmatismus, der bei dieser Art von Messungen besonders unbequem ist, weil er es unmöglich macht, zugleich auf die Ringe und die Ränder der Spektrallinien scharf einzustellen.

Das entgegengesetzte Extrem besteht bei einer (oft benutzten) Anordnung, bei der sowohl im Kollimator wie in der Kamera einfache, vielleicht retuschierte Linsen verwendet werden. Das auszumessende Bild erscheint dann auf einer Fläche, die im Großen bei Anwendung eines Prismas von 60° und Linsen aus dem gleichen Material der Achse des Kollimators parallel liegt. Diese Fläche ist doppelt gekrümmt, einmal in der Ebene der Achsen von Kollimator und Kamera, sodann senkrecht dazu. Die ersterc Krümmung ist nicht konstant, sie nimmt mit abnehmender Wellenlänge zu. Das Spektrum hat gekrümmte Linien, die nach dem roten Ende hin länger werden; es ist allenfalls in zwei Punkten frei von Astigmatismus. An den Enden erfolgt die Abbildung durch windschiefe Strahlen. Von Eagle und anderen sind Formeln für diese verschiedenen Arten von Fenstern angegeben worden. Allein diese Formeln sind zwar für Konstruktionszwecke aber nicht zur Korrektur fertiger Bilder zu brauchen.

Die wirklich benutzten spektralen Anordnungen liegen zwischen beiden Extremen. Sie stellen einen Kompromiß zwischen den ver-

schiedenen, nicht gleichzeitig voll zu erfüllenden Bildanforderungen dar. In der Regel wird eine möglichst gleichförmige Verteilung der Fehler über die auszumessende Region angestrebt. Um den für jede Linie wechselnden Vergrößerungsfaktor zu messen, werden verschiedene Maßnahmen angewendet. Als Beispiel führen wir an, daß zwei Drähte in bekanntem Abstand über den Spalt gespannt werden, oder daß in dem Spalte (Eversheim) zwei Kerben angebracht werden, die nun als Marken in jeder Linie des Spektrums erscheinen. Ihr Abstand liefert den Reduktionsfaktor für die gemessenen Ringdurchmesser (Abstand korrespondierender „Punkte"). Der Fehler des Faktors geht in vollem Betrage in die gemessenen Werte ein. Da bei Prismenapparaten stets erhebliche Fehlerreste bleiben, so ist praktisch kaum möglich, den fraglichen Abstand genauer als 0,5 Hundertel mm zu messen. Dadurch wird allein schon der Genauigkeit der Messung eine Grenze gesetzt, die mehrere Zehntel einer Tausendstel AE beträgt. Die Kameralinsen vermögen in der Regel wegen der anderen an sie gestellten Forderungen nicht zugleich die Sinusbedingung zu erfüllen. Infolgedessen ist der Vergrößerungsfaktor längs einer Linie nicht konstant. Nur die Messungen von Ringen innerhalb der Marken oder in ihrer Nähe fallen genau genug aus.

Aus dem Gesagten folgt, daß eine Prüfung der einzelnen Fehlerquellen bei Prismenanordnungen immer nur in konkreto gemacht werden kann, wie dies von Pape (78) geschehen ist. Sie muß allerdings auch ausgeführt werden, wenn nicht über die Zuverlässigkeit der Endzahlen starke Täuschungen möglich sein sollen. Die innere Übereinstimmung der mit einer bestimmten Apparatur erhaltenen Werte beweist in diesem Falle nur, daß der Beobachter die Bedingungen konstant gehalten hat. Eine andere Apparatur liefert unter Umständen ganz andere Zahlen. Dies gilt besonders in den Grenzbezirken des Spektrums, in denen die Absorption in den Materialien der Prismen und Linsen die Freiheit in der Wahl der Konstruktionsdaten der letzteren noch weiter einschränkt. Nach meiner Erfahrung dürfte es nur unter besonders günstigen Bedingungen, wozu namentlich auch große und kostbare Linsen gehören, möglich sein, eine Genauigkeit von 1—2 Tausendstel Å im Anschluß an die Primärnormale zu erreichen.

Gitterspektrograph.

Wir wenden uns nun zu der zweiten Möglichkeit, der Verwendung einer Gitteranordnung.

Man hat sowohl Plangitter wie Konkavgitter benutzt und zwar beide in Verbindung mit Linsen oder Hohlspiegeln.

Daß man mit großen Plangittern in Verbindung mit Linsen großer Brennweite, etwa in der Littrow-Anordnung, gut aufgelöste und vor-

züglich scharfe, stigmatische Spektra erhalten kann, ist namentlich von den Astronomen oft gezeigt worden. Insbesondere besitzt die Littrow-Anordnung wegen des achsialen Strahlenganges hier bedeutende Vorzüge, die die Nachteile—Begrenzung der Größe des abgebildeten Spektrums, Reflexe, Nähe von Spalt und Kamera usw. — überwiegen. Allein die Anforderungen an die Linse bleiben. Der Durchmesser dieser Linse muß ungefähr von derselben Größe sein wie derjenige des Gitters. Wendet man Autokollimation an, so werden außerdem die bekannten Anforderungen an den Korrektionszustand der Linse gestellt. Schwierigkeiten bietet die Absorption im Ultrarot und Ultraviolet. Kann man sich jedoch auf bestimmte Teile des Spektrums begrenzen, so liefert die Kombination Plangitter-Linse die zum Ausmessen der Interferenzringe am meisten geeigneten Bilder.

Die Kombination von Plangittern mit Hohlspiegeln beseitigt die Abhängigkeit von der Wellenlänge, führt jedoch zu anderen Schwierigkeiten. Selbst wenn man retouchierte Parabolspiegel verwendet, so ist die Abbildung bekanntlich nur in der Nähe der Achse und für ein kleines Bildfeld fehlerfrei. Allein beide Voraussetzungen sind praktisch nur angenähert zu erfüllen. Der Weg des Lichtes vom Spalt zur Kamera ist zweimal um fast 180° geknickt. Spiegel und Gitter können nicht in einer Achse aufgestellt werden. Denn stellt man sie mit einer gemeinsamen Hauptebene auf, so kann man, auch wenn man die Spiegel und das Gitter so eng wie möglich zusammenrückt, doch nicht zu kleineren Winkeln oder Achsenstrahlen gelangen, als der halbe Öffnungswinkel eines Spiegels beträgt. Stellt man die Spiegel in verschiedenen Etagen auf, so erhält man Strahlenneigung gegen den Hauptschnitt des Gitters. Man kann durch entsprechend symmetrischen Aufbau die durch außerachsialen Strahlengang auftretenden Abbildungsfehler auf ein relatives Minimum bringen. Allein sie sind nicht gleich Null zu machen und hängen außerdem von der Stellung des Plangitters ab. Die Aufstellung und Justierung der Apparatur mit dem Ziele möglichst scharfer, von Astigmatismus freier Abbildung der in Interferenzpunkte aufgelösten Linien ist daher die crux dieser Art von Aufnahmen. An den besten derselben kann man den Abstand korrespondierender Punkte (Durchmesser der Ringe) auf ca 0,01 mm messen.

Bei der Verwendung von Konkavgittern ist natürlich die Rowlandsche Aufstellung und sind alle Aufstellungen ausgeschlossen, die nur mit dem Konkavgitter allein arbeiten. Denn diese Aufstellungen, die in anderer Hinsicht den Vorteil der Konkavgitter ausmachen (nur e i n e abbildende Fläche) liefern ausnahmslos astigmatische Bilder. Der Astigmatismus erreicht für größere Winkel gegen die Gitternormale und große Krümmungsradien ganz bedeutende Werte, wie man aus den entsprechenden Tabellen in Band I von Kaysers Hand-

buch zahlenmäßig entnehmen kann. Theoretisch erscheint es möglich, in derselben Weise, wie es z. B. von Frerichs für die Blenden bei seinen Intensitätsmessungen an Gitterspektren geschehen ist, die Interferenzringe in der zweiten Brennebene des Gitters, also in einem bestimmten (vom Winkel und von der Wellenlänge abhängigen) Abstande von der Ebene des Spaltes abzubilden, um so scharfe Ringe in den Spektrallinien zu erhalten. Dieser Weg scheint jedoch bisher noch nicht eingeschlagen worden zu sein. Man hat vielmehr in der Regel zu dem Konkavgitter einen zweiten Hohlspiegel als Kollimator hinzugenommen. In diesem Falle liefert bekanntlich das Konkavgitter mit entsprechender Verkleinerung des Bildes und erhöhter Helligkeit stigmatische Bilder. Allein die Definition dieser Bilder nimmt schnell ab mit dem Abstand von der Gitternormale, so daß auch hier immer nur Stücke des Spektrums auf einmal in brauchbarer Güte abgebildet werden.

Bei der Abschätzung der durch den spektroskopischen Apparat bedingten Abbildungsfehler ist es nicht möglich, die Größe der einzelnen Beträge auszurechnen. Man muß sich auf empirische Daten stützen. Der Vergleich vieler Aufnahmen liefert hier einen Maßstab. So zeigte es sich z. B., daß der dritte Ring eines Etalons, der theoretisch für eine bestimmte Wellenlänge eine Halbbreite von 0,08 mm besitzen sollte, durch alle Abbildungsfehler auf eine Halbbreite von 0,2 mm anwuchs. Nimmt man an, daß die Lage des Maximums der Schwärzung unbeeinflußt geblieben sei und man die Breite immer noch auf $^1/_{50}$ der Halbbreite messen kann, so müßte sich der Halbmesser des Ringes auf $\pm$ 0,004 mm genau ergeben und damit nach Tabelle 3 die Wellenlänge auf 1/1000.

Berechnung.

Endlich sei auf die Methode der Berechnung der Wellenlänge eingegangen. Bei meinen Rechnungen habe ich die Formel von Meißner benutzt, die im Gegensatz zu anderen Formeln auch die Benutzung der äußeren Ringe gestattet. In der Regel ist von den verschiedenen Beobachtern der exakte Ausdruck

$$\lambda_x = \frac{n_s \lambda_s}{n_x} \sqrt{\frac{F^2 + R_s^2}{F^2 + R_x^2}}$$

— bei der λ_x die gesuchte und λ_s die bekannte Wellenlänge darstellt, n_s und n_x die Ordnungszahl der Interferenzringe, F die Brennweite der die Ringe auf den Spalt werfenden Linse bzw. des Hohlspiegels und R_s und R_x die Ringdurchmesser, — durch Näherungen ersetzt worden, die durch Reihenentwicklung entstehen und daher nur für die inneren Ringe gelten. So verfuhren z. B. Fabry-Buisson,

Lord Rayleigh, Eversheim, Pfund, Meggers, Burns u. a. So entstehen Formeln wie die folgende:

$$\lambda_x = \frac{n_s \cdot \lambda_s}{n_x}\left(1 + \frac{R_s^2}{8F^2} - \frac{R_x^2}{8F^2}\right).$$

Zunächst ist n_s festzustellen, was man nach dem Verfahren von Lord Rayleigh (15) vornimmt. Aus der Formel $n_s = \frac{2e}{\lambda_s}\frac{F}{\sqrt{F^2+R^2}}$ (e = Interferenzplattenabstand) kann man, da die Größe der Luftschicht e bis auf Zehntelmillimeter bekannt ist und eine bekannte Wellenlänge genommen wird, n_s ausrechnen. Es muß eine ganze Zahl werden. Ungenauigkeiten beruhen auf Fehlern in der Messung von e. Dieses n_s wird in die obige Gleichung eingesetzt und nun n_x für ein bestimmtes λ_x berechnet. Findet sich für n_x keine ganze Zahl, so ist e nicht genau bestimmt gewesen, und man muß n_s um eine ganze Zahl steigern oder senken, bis für n_x eine ganze Zahl berechnet ist, die doch noch um Hundertstel zu groß oder zu klein sein darf, was mit dem Phasensprung zusammenhängt. Der Wert der Wellenlänge ist anderweitig bis auf eine Unsicherheit von einigen Hundertsteln bekannt. Dies aber genügt, um für n_x eine ganze Zahl zu erhalten. So kann man durch Probieren n_s und n_x genau bestimmen. F wurde in der Regel nicht berechnet, sondern als gemessene Brennweite der Linse angenommen. Wallerath (27) berechnete F nach der Formel $F = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{n^2R^2 - n'^2R^2}{n^2 - n'^2}}$. Der Fehler von F wird aber dadurch nicht beseitigt, da R mit ähnlichen Fehlern behaftet ist. Angaben über die Genauigkeit der Formeln und ihre Benutzung findet man in der Doktor-Dissertation von B. Pape, Bonn 1934.

Phasensprung.

Es bleibt noch der Einfluß des Phasensprungs zu erörtern. Zur Bestimmung des letzteren sind mehrere Wege eingeschlagen worden, von denen drei erwähnt seien: Die einfachste Methode ist folgende: In der Gleichung $n_x \pm \varepsilon_x = \frac{n_s \lambda_s}{\lambda_x}\Phi$ (ε = Phasensprung, $\Phi = \sqrt{1 + \frac{R_s^2}{8F^2} - \frac{R_x^2}{8F^2}}$) sind λ_x, n_x und ε_x unbekannt. Ist aber λ_x bis auf ein Hundertstel Å genau bekannt, so läßt sich n_x leicht finden. Da nun ε_x eine Funktion der Wellenlänge ist, so läßt es sich leicht ermitteln für ein Gebiet, in dem schon verschiedene Wellenlängen genau bekannt sind, denn dann ist ε_x die einzige Unbekannte. Bestimmt man auf diese Weise ε_x für einige Linien und stellt mit den erhaltenen Werten eine Funktion $f(\lambda, \varepsilon) = 0$ graphisch dar,

so kann man aus der so erhaltenen Kurve das ε_x jeder beliebigen Wellenlänge interpolieren. Durchführungen dieser Art findet man bei Rayleigh (15), Eversheim (9, 10) und Werner (21). Dieser Weg versagt in Gebieten, in denen die Wellenlängen nur angenähert, etwa auf 0,1 Å bekannt sind. Man verfährt dann wie folgt. Man kann z. B. nach Fabry, Perot, Buisson (1, 2, 5, 6) und Eversheim (9, 10) den Phasensprung nicht durch Kurven gleicher Neigung, sondern Kurven gleicher Dicke bestimmen. Wir übergehen hier diese Methode, weil sie zu ungenau ist, da schon Nebenumstände wie z. B. die Veränderung der Aufstellung der Platten die Resultate beeinflussen. Außerdem benutzt man verschiedene Teile der Metallschicht, setzt also voraus, daß diese homogen sind. Meggers (47), Burns (43) und Wallerath wenden darum ein Verfahren an, das sogleich die Korrektion der gemessenen Wellenlängen liefert, ohne daß man die Dicke der Silberschicht zu messen braucht. Es besteht darin, die gleichen Platten in verschiedenen Abständen zweimal zu benutzen und auf diese Weise die Phasenkorrektion ganz zu eliminieren. Das setzt natürlich voraus, daß die Platten zweimal montiert werden. In dieser Wiederholung liegt dann freilich eine neue Fehlerquelle.

Luftdruck und Dispersion der Luft.

Endlich darf nicht vergessen werden. daß die in Luft gemessenen Wellenlängen noch vom Luftdruck, von der Dispersion der Luft und von dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft abhängig sind. Ein Vergleich verschiedener Messungen setzt also eine Korrektion auf normale Bedingungen voraus. Für die primäre Wellenlänge (Cd) ist hierfür angenommen 15° C und 760 mm. Es läge nahe, auf das Vakuum zu reduzieren. In der Tat wird das auch von manchen Beobachtern ausgeführt. Allein das ist in Strenge nur möglich, wenn für jede Linie der Druckeffekt gemessen, mit anderen Worten, wenn Messungen bei vermindertem Druck ausgeführt worden sind. Man begnügt sich daher meistens mit der Korrektion auf Normalbedingungen und benutzt dazu die Formel von Fabry-Buisson oder besser die Tabellen von Meggers und Peters (50) bzw. die neueren Verbesserungen derselben. Um einen Begriff von der Größenordnung der hier gemeinten Korrektion zu geben, führen wir einige Zahlen von Wallerath an. Er findet innerhalb der Grenzen von 755—775 mm Hg und 14—19° Celsius einen Extremwert für die Korrektion von etwa 0,0007 Å in der Gegend von 3450 Å. Meistens ist die Korrektion viel kleiner. Ihr absoluter Betrag überstieg bei Wallerath nur in Ausnahmefällen 0,0004 Å. Das entspricht etwa dem Durchschnitt aller Beobachter. Man sieht, daß o h n e eine solche Korrektion die Tausendstel nicht mehr Sinn haben.

Zur Ergänzung sei noch auf die Arbeit von W. E. Williams (101) hingewiesen. Dieser mißt mit einer neuen Versuchsanordnung die

Dispersion der Luft. Er findet, daß die Tabelle von Meggers und Peters unzureichend sei und bezweifelt in einer mit Jackson geführten Diskussion auch die Möglichkeit, mit Hilfe der Termbeziehungen die Wellenlängenmessungen zu kontrollieren.

Williams weist darauf hin, daß allerdings die Wellenlänge von einigen scharfen Satelliten in einem Linienspektrum innerhalb ein oder zwei Einheiten der 4. Dezimale der Angström-Einheiten bestimmt werden könne. Liegt eine solche Linie in der Nähe der roten Cd-Linie so bedingt eine Ungenauigkeit von einer Einheit in der 7ten Stelle des Brechungsexponenten der Luft bereits eine Ungenauigkeit von 6 Einheiten der vierten Dezimale der Wellenlänge, falls man aufs Vakuum reduziert, wie es für die Aufstellung der Terme erforderlich ist. Nun ist gewiß, daß der mögliche Fehler der Werte für den Brechungsindex der Luft in dem Bereiche 2000 bis 8000 Å wenigstens 3 oder 4 Einheiten in der siebenten Stelle beträgt. Reduziert man also auf das Vakuum, so wird aus einer Ungenauigkeit von $\pm$ 0,001 Å in Luft eine solche von 0,002 Å im Vakuum. Meggers und Peters fanden sogar für den Brechungsindex der roten Kadmiumlinie gegenüber Perard einen Unterschied von 6 Einheiten in der siebenten Stelle. Das würde also eine Ungenauigkeit von $\pm$ 0,0038 Å bedeuten. Daraus schließt Williams, daß es vorläufig wenig Zweck hat, die Wellenlängenmessungen in Luft weiter als bis auf eine Einheit der zweiten Dezimale zu werten, so lange man den Brechungsindex der Luft nicht genauer kennt. Hierzu muß daran erinnert werden, daß der Termberechnung die genannte Reduktion vorausgeht. Die Terme sind also nicht so genau, daß man aus ihnen die Wellenlängen korrigieren kann.

Folgerungen.

Die Folgerungen aus dieser Arbeit seien am Schluß kurz zusammengestellt.

1. Die rote Kadmiumlinie genügt als Primärnormale für die Fabry-Perotsche Methode der Interferenzmessung.

2. Eine ideale Lichtquelle für Sekundärnormale gibt es nicht. Zwar kommen Eisenlinien im mittleren Teile des Spektrums den Anforderungen nahe, können aber im praktischen Betrieb nicht immer, besonders nicht im ultraroten und ultravioletten Gebiet mit der hinreichenden Genauigkeit erzeugt werden.

3. Die Apparaturanordnungen sind von so vielen Nebeneinwirkungen, die Fehler hervorrufen, abhängig, daß zwar die Messungen eines einzelnen Beobachters in sich mit großer Genauigkeit übereinstimmen können, daß jedoch ein Vergleich von Messungsreihen mit verschiedenen Apparaten die Grenze $\pm$ 0,0005 Å nicht sicherstellen wird.

4. Die Ausmessung der ultravioletten Linien in direktem Anschluß an die rote Kadmiumlinie ist von so vielen Fehlerquellen abhängig, daß man mit der bisher benutzten Fabry-Perotschen Methode und der bisher benutzten apparativen Anordnung keine den Bestimmungen der IAU. entsprechende Zahlenwerte erreichen kann.

5. Die Messung von Spektrallinien, auch mit der Methode von Fabry-Buisson erreicht mit einer Einheit der dritten Stelle die Grenze der Genauigkeit. Nur in besonderen Ausnahmefällen kann diese überschritten werden. Es ist eine Illusion, die Wellenlängen genauer als bis auf einige Einheiten der dritten Stelle als gesichert anzunehmen.

Es ist mir ein tiefes Bedürfnis, am Ende der Arbeit meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. Konen, für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein ständiges großes Interesse bei der Abfassung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Literaturverzeichnis.

1. Ch. Fabry und A. Perot, Ann. de Chim. et de Phys. 25, p. 98, 1902.
2. — Astr. Journ. 15, p. 73 u. 261, 1902.
3. Ch. Fabry und H. Buisson, Compt. Rend. 143, p. 165, 1906.
4. — Compt. Rend. 144, p. 1155, 1907.
5. — Journ. de Phys. 7, p. 169, 1908.
6. — Astr. Journ. 28; p. 169, 1908.
7. — Compt. Rend. 154, p. 1224, 1912.
8. — Compt. Rend. 156, p. 945, 1913.
9. P. Eversheim, ZS f. wiss. Phot. 5, p. 152, 1907.
10. — Astr. Journ. 26, p. 172, 1907.
11. — Ann. der Phys. 30, p. 815, 1909.
12. — ZS f. wiss. Phot. 8, p. 128, 1909.
13. — Ann. der Phys. 36, p. 1071, 1911.
14. — Ann. der Phys. 45, p. 454, 1914.
15. Lord Rayleigh, Phil. Mag. 11, p. 685, 1906.
16. — Phil. Mag. 15, p. 548, 1908.
17. A. H. Pfund, Astr. Journ. 28, p. 197, 1908.
18. I. G. Priest, Bull. Bur. Stand. 6, p. 573, 1910.
19. — Bull. Bur. Stand. 8, p. 539, 1912.
20. A. Ignatieff, Ann. der Phys. 43, p. 1117, 1914.
21. H. Werner, Ann. der Phys. 44, p. 289, 1914.
22. K. W. Meißner, Ann. der Phys. 51, p. 95, 1916.
23. — Ann. der Phys. 58, p. 333, 1919.
24. — Ann. der Phys. 65, p. 378, 1921.
25. R. Ramb, Ann. der Phys. 10, p. 311, 1931.
26. K. W. Meißner und O. Masaki, Ann. der Phys. 10, p. 325, 1931.
27. P. Wallerath, Ann. der Phys. 75, p. 37, 1924.
28. W. Kleinewefers, ZS f. Phys. 42, p. 211, 1927.
29. H. Pressentin, ZS f. Phys. 60, p. 125, 1930.
30. F. C. Brown, Astr. Journ. 56, p. 53, 1922.
31. G. S. Monk, Astr. Journ. 57, p. 222, 1923.
32. — Astr. Journ. 62, p. 375, 1925.
33. St. John und H. D. Babcock, Astr. Journ. 46, p. 138, 1917.
34. — Astr. Journ. 53, p. 260, 1921.
35. — Phys. Rev. 25, p. 716, 1925.
36. — Astr. Journ. 67, p. 240, 1928.
37. — Astr. Journ. 65, p. 140, 1927.
38. — Astr. Journ. 66, p. 257, 1927.
39. C. V. Jackson, Proc. Roy. Soc. London (A) 130, p. 359, 1931.
40. — Proc. Roy. Soc. London (A) 133, p. 553, 1931.
41. — Proc. Roy. Soc. London (A) 138, p. 147, 1932.
42. — Proc. Roy. Soc. London (A) 143, p. 124, 1934.
43. K. Burns, Journ. de Phys. 3, p. 457, 1913.
44. — Compt. Rend. 156, p. 1611, 1913.
45. — Bull. Bur. Stand. 12, p. 179, 1915.
46. — Compt. Rend. 160, p. 243, 1915.
47. W. F. Meggers, Bull. Bur. Stand. 12, p. 199, 1915.
48. K. Burns und P. W. Merrill, Bull. Bur. Stand. 13, p. 245, 1916.

49. — Bull. Bur. Stand. 14, p. 159, 1917.
50. W. F. Meggers und Peters, Bull. Bur. Stand. 14, p. 697, 1918
51. Burns, Meggers, Merrill, Bull. Bur. Stand. 14, p. 765, 1918.
52. W. F. Meggers, Bur. Stand. Scient. Pap. 17, p. 193, 1921.
53. — und K. Burns, Bur. Stand. Scient. Pap. 18, p. 185, 1922.
54. — Kiess, K. Burns, Bur. Stand. Scient. Pap. 19, p. 263, 1924.
55. — Kiess, K. Burns, Bur. Stand. Scient. Pap. 19, p. 272, 1924.
56. Burns, Meggers, Kiess, Publ. Allegh. Obs. 6, p. 105, 1925.
57. — Publ. Allegh. Obs. 6, p. 125, 1926.
58. — Publ. Allegh. Obs. 6, p. 141, 1927.
59. — Bur. Stand. Journ. of Res. 1, p. 297, 1928.
60. Burns und Walters, Publ. Allegh. Obs. 6, p. 159, 1929.
61. — Publ. Allegh. Obs. 8, p. 1, 1930.
62. — Publ. Allegh. Obs. 8, p. 27, 1930.
63. — Publ. Allegh. Obs. 8, p. 39, 1931.
64. Kiess, Bur. Stand. Journ. of Res. 1, p. 75, 1928.
65. Humphreys, Bur. Stand. Journ. of Res. 5, p. 1041, 1930.
66. — Meggers, Bur. Stand. Journ. of Res. 10, p. 139, 1933.
67. — Meggers, Bur. Stand. Journ. of Res. 13, p. 293, 1934.
68. Meggers, Bur. Stand. Journ. of Res. 14, p. 33, 1935.
69. Fabry et Jobin, Journ. de Phys. 3, p. 202, 1904.
70. Burns, ZS f. wiss. Phot. 12, p. 207, 1913.
71. — ZS f. wiss. Phot. 13, p. 235, 1913.
72. Crew, Astr. Journ. 60, p. 108, 1924.
73. Kayser, Handbuch der Spektroskopie Bd. 1, Kap. 3.
74. Draft reports of the International Astronomical Union I, 1922.
75. — II, 1925.
76. — III, 1928.
77. — IV, 1932.
78. Doktor-Dissertation B. Pape, Bonn 1934.
79. P. Eversheim, Wellenlängenmessungen des Lichts, Sammlung Vieweg, Braunschweig, 1926.
80. A. Koesters, Lampe und A. Weber, Berichte der Tätigkeit der P. T. R. ZS f. Instrumentenkunde, 48, p. 145, 1928.
81. A. Koesters, Lampe und A. Weber, Phys. ZS 29, p. 233, 1928.
82. C. I. Humphreys, Bur. of Stand. Journ. of Res. 3, p. 1041, 1930.
83. Michelson, Traveaux et Memoires du Bureau International des poids et mesures. Tome XI.
84. N. Watanabe und M. Imaizumi, Proc. Imp. Acad. Tokyo, 4, p. 350, 1928.
85. G. S. Monk, Phys. Rev. 26, p. 284, 1925.
86. H. Nagaoka u. Y. Sugiura, Scient. Pap. Inst. Ph. Ch. Res. 10, p. 263, 1929.
87. R. Benoit, Fabry et Perot, Trans. Sol. Union, 2, p. 109, 1907.
88. Perot et Fabry, Compt. Rend. 126, p. 407, 1898.
89. Perot et Fabry, Ann. de Chim. et Phys. 16, p. 115, 1899.
90. L. Janicki, Ann. d. Phys. 19, p. 36, 1906.
91. E. Gehrcke und O. von Baeyer, Ann. d. Phys. 20, p. 269, 1906.
92. H. Lunelund, Ann. d. Phys. 34, p. 505, 1911.
93. Wali Mohammad, Ann. d. Phys. 39, p. 225, 1912.
94. C. L. Albright, Phys. Rev. 36, p. 847, 1930.
95. A. Schrammen, Ann. d. Phys. 83, p. 1161, 1927.
96. H. Nagaoka und T. Mishima, Proc. Imp. Acad. Tokyo, 2, p. 201, 1926.
97. Lummer und Gehrcke, ZS f. Instrumentenkunde, 24, p. 296, 1904.
98. H. Nagaoka, Proc. Imp. Acad. Tokyo, 8, p. 231, 1932.
99. L. S. Ornstein und I. A. Vreeswijk jr, ZS f. Phys. 75, p. 109, 1932.
100. M. Czerny und Turner, ZS f. Phys. 61, p. 792, 1930.
101. W. E. Williams, Proc. Phys. Soc. London, 44, p. 451, 1932.

Lebenslauf.

Geboren wurde ich, Paul Tenbieg, am 31. August 1904 zu Wesel als Sohn des Rechtsanwalts und Notars Dr. Hermann Tenbieg und seiner Frau Christel, geb. Hardering, katholischer Konfession. Am humanistischen Gymnasium zu Hadamar bestand ich Ostern 1923 die Reifeprüfung. Vom 16. März bis 8. Oktober 1923 arbeitete ich praktisch an der August-Thyssen-Hütte in Hamborn. WS. 1923/24, SS. 1924 und WS. 1924/25 studierte ich in Karlsruhe Elektrotechnik, SS. 1925 in Freiburg in B. Jura. Mathematik und Naturwissenschaften studierte ich in Freiburg vom WS. 1925/26 bis zum WS. 1926/27, in Bonn vom SS. 1927 an. Am 14. Dezember 1936 bestand ich die mündliche Doktorprüfung.